Masayoshi NAKAWO 1977 Studies on Structure and Flow of a Glacier Related to Elongated Bubbles. *Low Temperature Science, Ser. A, 35.* (With English Summary p. 217)

# 伸長気泡に着目した，氷河構造と流動の研究*,**

中　尾　正　義
(北海道大学大学院　理学研究科)

(昭和52年10月受理)

目　　次



*　北海道大学低温科学研究所業績　第1859号
**　北海道大学提出博士論文

## I. 緒　　言

氷河現象は，過去から将来にわたる気候変動との関係や，あるいはその水資源としての役割などのために注目を集め，氷河の研究は氷河学として近年急速に発達を遂げてきた[1),2),3)]。

なかでも氷河流動は，気候変動に対する氷河の応答の指標という意味でも，また氷河の質量収支に大きな影響を与えるという意味でも，最も重要な氷河現象の１つである。そこで，世界各地の多くの氷河で実際にその流動場が測定されてきた[4)]。また，断層やクレバス，クラック，気泡面構造などの氷河構造も古くから着目され，流動現象と氷河構造との対応に関する議論もある[5)]。

しかし，氷河上に見られる種々の構造からその流動場を導びくという手法は未だ確立されておらず，氷河学懸案の問題であったと言える。

ヨーロッパ・アルプスやスカンジナビア，アラスカ等に存在する氷河は，大小にかかわらず，その消耗域全域に裸氷が露出したいわゆるＣ型氷河が多い。従って，欧米諸国を中心として発達してきた氷河学において，その研究の対象になったのは主にＣ型氷河であった。しかし，ネパール・ヒマラヤには，消耗域の殆んどが厚い堆積物に覆われたいわゆるＤ型氷河が多数存在している。しかし，これらＤ型氷河に関する調査研究は，非常に数が少ない。Ｄ型氷河の堆積物に覆われた領域はいわゆるデッド・アイスではないかという推定がなされた程度である[6),7)]。

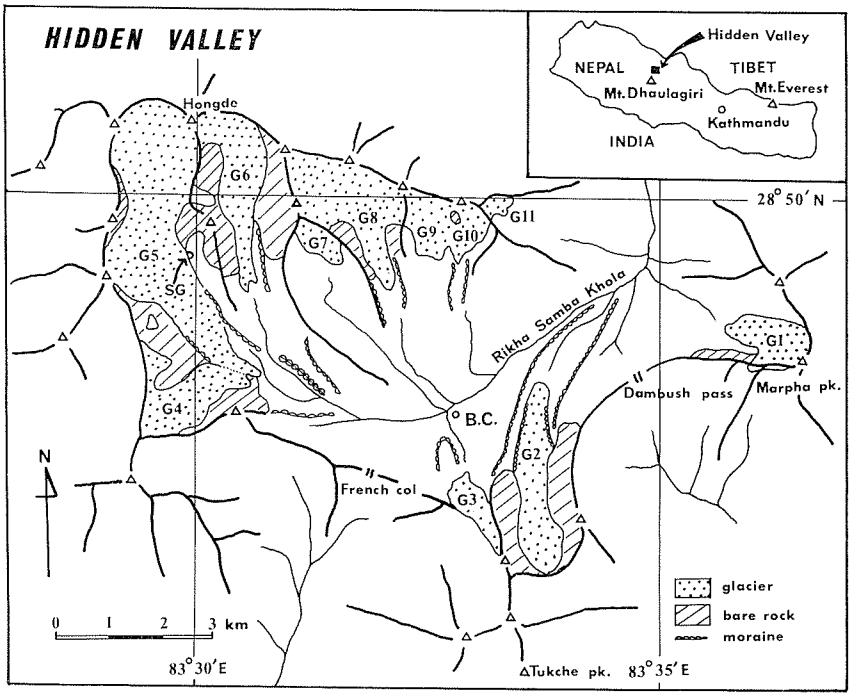
筆者は，1974 年のモンスーン期にネパール・ヒマラヤにあるＤ型氷河の表面堆積物や氷河構造の調査をおこなった。その結果，表面堆積物下の氷河表面には，従来まったく報告されたことが無い，広範囲に分布する伸長気泡が存在することを見出した。

本研究は，表面堆積物の調査結果とあわせて，広範囲に分布する伸長気泡の発見を手がかりにして，Ｄ型氷河の活動末端やデッド・アイスの議論をおこなうとともに，伸長気泡の方位分布から氷河流動を導いたものである。これは，従来より懸案となっていた，氷河構造から流動場を求める１つの方法を与えるものである。

## II. 調 査 地 域

中部ネパールには，8000 m を越すアンナプルナ，ドーラギリなどの高峰が東西に連らなっている。このドーラギリ連峰の北面に位置する，ヒドン・バレーと呼ばれる地域で調査をおこなった（第１図）。ここは，四方を 5000 m から 6000 m の尾根に囲まれており，中を流れるリカサンバ川が流れ出る出口もまた厳しいゴルジュ帯となっていて，人間が容易に近づくことを拒む，まさに“隠されたる谷”である。

この地域の基盤岩は古生代のチベット・テーチス帯に区分されており[8),9)]，粘板岩や片岩

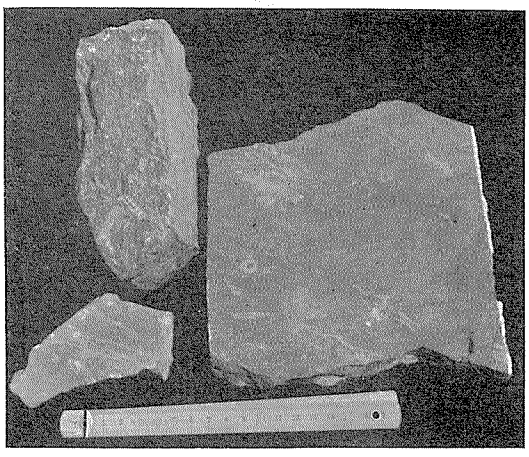



**第1図** 調査地域の概要

から成立っている。事実，古生代の海ゆり（学名：*Crinoidea*）の化石を粘板岩の基盤の中に多数発見した（第2図）。かつてのテーチス海底がヒマラヤの上昇に伴なって現在の主脈へとその姿を変えた何よりの証拠である。

地表面の礫も基盤と同様に粘板岩や片岩がその殆んどを占めており，非常に偏平な外形をしている。これら地表面の礫はラテライト化作用（赤色化作用）を受けて赤味がかった色をしている。ただ，時代的に新らしい氷河堆石表面の礫だけは例外的に黒ずんだ色をしていて明瞭に区別できる。

ヒドン・バレーにおける通年の気象観測資料は全く無い。ヒマラヤ主脈の北側に位置することから考えて，モンスーンの影響よりも冬期の西方擾乱を強く受けるのではないかと推定される。同地域に最も近いネパール気象局の観測所（ジョモソム，海抜2819 m）では，モンスーンと西方擾乱に対応して夏期と冬期にそれぞれ1ヶ月当り50 mm前後の降水量のピークが観測されている。そこで，ジョモソム付近を降水の2極大型と分類する場合もある[10]。筆者が調査をおこなった1974年のモンスーン期



**第2図** 「海ゆり（*Crinoidea*）」の化石

におけるヒドン・バレーでの降水量は，同じ時期のジョモソムの約2倍程度の値（約100 mm/月）であった。しかし，蒸発量が降水量を上まわっており[11]，ヒドン・バレー地域は非常に乾燥した地域だと言えよう。このことは，同地域の植生が非常に貧弱なことからも推察される。

ヒドン・バレー内に設置したベースキャンプ（第1図のB.C.）におけるモンスーン期の平均気温は約3.5°Cであった。同地点の年平均気温をジョモソムの気象資料から推定すると約 −4°C となる[12]。

**第1表** ヒドン・バレーの氷河

| name | type | altitude of the terminus (m above sea level) | area ($km^2$) |
|---|---|---|---|
| G 1 | clean | | 1.2 |
| G 2 | dirty | 5043 | 2.2 |
| G 3 | clean | 5292 | 0.7 |
| G 4 | 〃 | 5350 | 1.9 |
| G 5 | 〃 | 5245 | 4.8 |
| G 6 | 〃 | | 2.4 |
| G 7 | 〃 | 5605 | 3.7 |
| G 8 | 〃 | 5327 | |
| G 9 | 〃 | 5499 | 1.7 |
| G 10 | 〃 | 5421 | |
| G 11 | 〃 | | 0.2 |

ヒドン・バレーには，大小あわせて11ケの氷河が存在する（第1表）。これらは，同じネパール・ヒマラヤでもクンブ地方の氷河と比べて一般に非常に小さい。ヒドン・バレー内で最大のG5（リカサンバ）氷河でも，その面積はわずか 4.8 $km^2$ にしかすぎない。氷河の末端高度は，クンブ地方のものと比べて比較的高い。しかし，クンブ地方の氷河と同様に，この地域でもC型氷河よりD型氷河の末端高度の方が低い。

## III. G2氷河の概要

調査をおこなったのは，ヒドン・バレーのD型氷河であるG2氷河である（第3図）。この氷河は長さが約4 km，幅が約500 mで，ほぼ真北に流れている。氷河のほぼ中流部の左岸側に，2段にわたる氷瀑がかかっている。丁度，その高度あたりが，調査期間中における雪線となっていた。氷瀑よりも上流部では，両岸は切りたった岩盤となっている。

氷瀑よりも下流部の平面図を第4図に示す。この図は，H, Iと示してある2点での地上写真測量および平板測量をもとにして描いたものである。補助的に気圧測高の値も用いてある。基準点H, Iおよび氷河末端の高度は，ポカラを基準とする気圧測高の読みとりを，上田らの式[13]で補正して求めた。

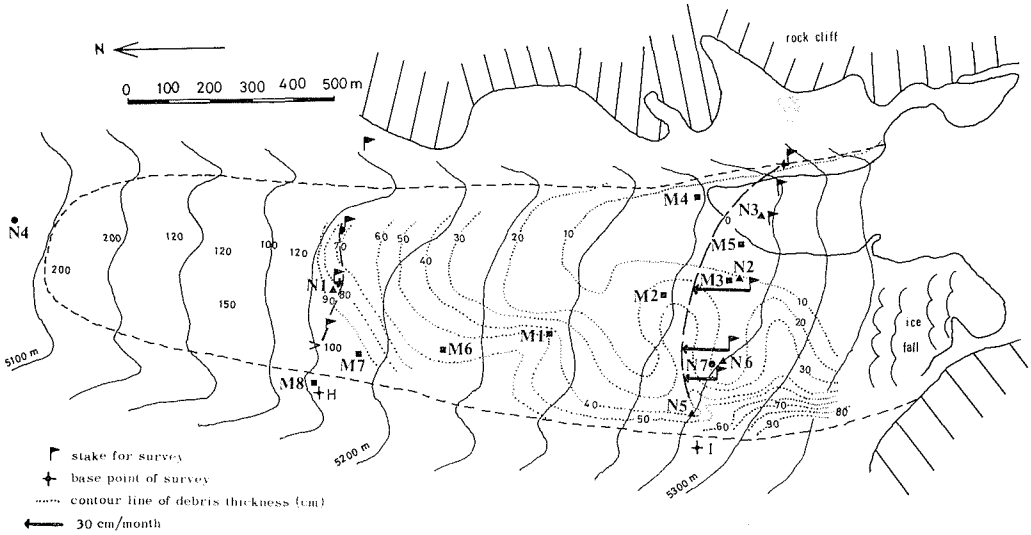
図でわかるように，この氷河は氷瀑のあたりで幾分東に曲ってはいるが，非常に単純な舌のような外形をしている。図の領域での氷河表面の平均傾斜は約7°である。表面が堆積物で覆われた領域と裸氷帯との境は，氷瀑とほぼ同高度のところに存在する（第5図）。境界に沿って氷河表面は凹地状になっており，表面の融け水がこの凹地に沿って流れ，小川を形成している。このように，堆積物領域と裸氷帯領域とは地形的にも明瞭に区分される。

基準点HおよびIにおいて，この氷河の流速を見通し法によって測定した[14]。結果は第4図に矢印で示してある。末端に近いH測線上では殆んど流動が無かった。これに反して，氷瀑に近いI測線上では，氷河の中央付近で45 cm/月，岸近くでも6 cm/月の流動が観測された。流動量に季節変化が無いものとすると，中央部で5 m/年，岸近くで0.7 m/年の流動がある

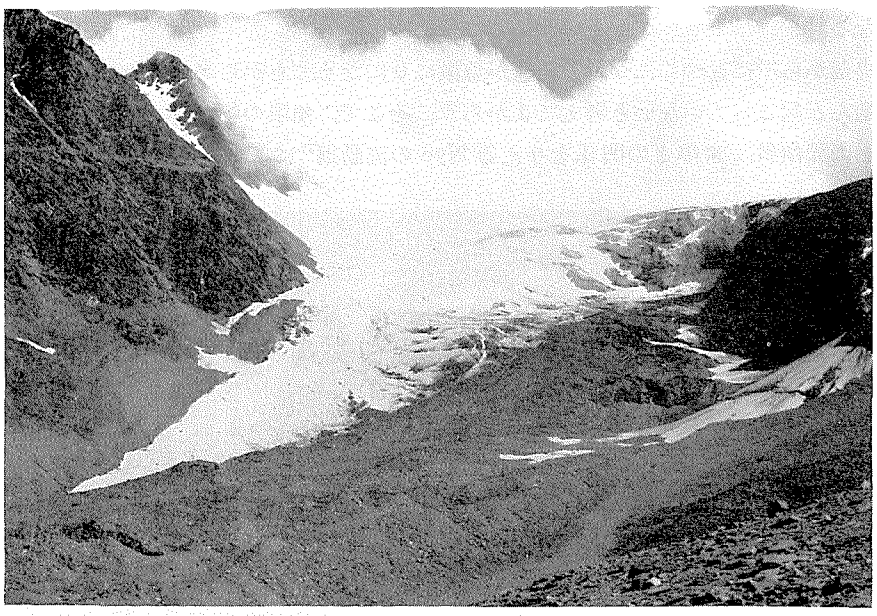
ことになる。

中央部から岸に近づくにつれて流速が急激に0になることから考えて，この氷河での底面辷りは殆んど起こっていないと考えてよかろう。そこで，無限の幅を持つ氷河モデルで，氷河の流速と表面傾斜，氷厚との関係を与える Nye の流動則[5]にこの5 m/年という値を代入する

**第3図**　G 2 氷河の全景。後に見えているのがトウクチェピーク (6915 m) である




**第4図**　G 2 氷河の表面堆積物。黒い矢印は流動量を示す。H, I は測量の基準点。点線は表面堆積物の等厚線を示す。M は表面堆積物試料，N は氷河氷および融解水，それぞれの採取場所である



**第5図** 裸氷帯末端部。中央に見えるのが裸氷帯である。裸氷帯下部は幾分黒っぽく，上部は真白に見える。その境が，この時の雪線である。右上方に氷瀑が見える。右手前に白く見えているのは，融け残った雪である

と，G2氷河の氷厚として約50 mという値が得られる。実際の氷河では，側壁の影響があるので，氷河の幅/氷厚を約5と見積って（形定数が0.9～1.0）補正すると50 m～70 mという氷厚が得られる。この値は形定数の見積りと矛盾しないので，G2氷河の氷厚は，I測線上で50 mないし70 m程度だと考えることができる。

## IV. 表面堆積物

### IV-1. 表面堆積物の厚さ

第4図には，表面堆積物の厚さが等厚線として点線で示してある。実線で示した0の等厚線は，堆積物領域と裸氷帯との境界である。氷河末端付近は測定点がまばらなので，cm単位の測定値をそのまま数字で示した。

裸氷帯との境界から下流に向って表面堆積物の厚さは急激に増加し，氷河末端部では200 cmもの厚さに達する。標高5200 m付近から下流側で厚さの増加傾向が特に著しい。氷河の中央部よりも両岸に近いほど堆積物の厚さが厚い傾向が見られる。しかしその様子は左右対称ではなく，右岸側よりも左岸側の方が厚い。左岸側では，3つの大きな等厚線の突出部が標高5290 m，5260 m，5230 m付近に約300 m間隔で並んでいる。つまりそこでは，上流から下流に向って表面堆積物の厚みが一様に増加しているのではなく，周期的な変化を繰り返えしながら増加している。

氷河の中央部よりも両岸側の方が堆積物が厚く積っていることから考えても，砂礫の供給が主に両岸の岩壁からの崩落によるものと考えられる。事実，両岸の岩壁から砂礫が音をたてて氷河上に落下してくるのがしばしば目撃された。その崩落が特に顕著なのは，第4図の標高

5320 m あたりの左岸側であった。このことは，堆積物がその場所に厚く積っていることからも推察される。

しかし，より下流に見られる他の2つの堆積物の厚い突出部の場合には，そこが特に砂礫の供給が多い場所だとは，地形的にも考えられない。筆者の滞在中にも，そこへ両岸から砂礫が供給されるということは現実に見られなかった。従って，これらの厚い堆積物は氷河の流動に伴って下流側へ運ばれただけであって，実際に供給がおこなわれたのは，上述の標高 5320 m 付近であったと考えるのが最も自然であろう。すると，これらの突出部が周期的に現われるということは，砂礫の供給量が周期的に変化するか，氷河が周期的にサージを起こすかのどちらかが起こったとしか考えられない。このあたりの氷河の流速から考えると，周期は60年前後だということになる。

### IV-2. 表面堆積物試料

ふるい法による粒度分析をおこなうため，この氷河の表面堆積物試料を日本へ持ち帰った。試料は，第4図に（■）で示した M 1 から M 8 までの8カ所およびこの氷河の古い側堆石 (M 9) で採取した。1地点での採取量は 400 g～500 g である。直径が約 5 cm 以上の大きな礫は採取しなかった。

現場で，各試料の一定体積の重さを測ってみかけの密度を求めた。さらに，その試料から水分を蒸発させた後の重さを測り，採取時の重さとの差から含水率を求めた。ともに，試料による違いは殆んど見られず，それぞれ $1.22\pm0.07$ g/cm$^3$，$5.5\pm1.0$% であった。

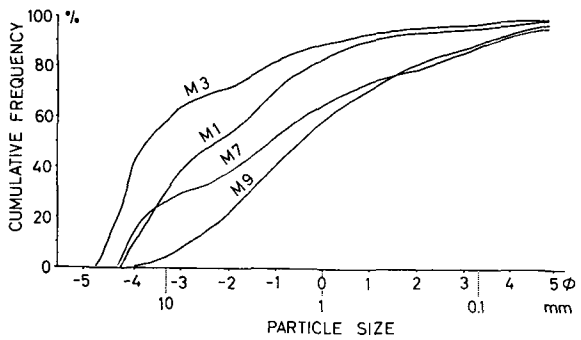
これらの試料もすべて粘板岩や片岩の岩層であり，偏平な外形をしていたが，古い側堆石の試料 (M 9) だけが，いくぶん丸味を帯びていた。粒度分析の結果に粒子の形の違いが影響を与えるかどうかを次のようにして調べた。目の開きが 6 mm 以上の大きさのふるいでは，粒径分離後に残留粒子の総重量を測定するだけではなく，残留個数も数えて，粒子1個あたりの平均重量を求めた。その結果，1個あたりの重量は粒径の3乗に比例するという関係が M 1～M 9 のどの試料の場合でも成立っていた。従って，M 1～M 9 の試料についてのふるい法による粒度分析結果には試料による粒子の形の違いは影響が無いと考えてよかろう。

### IV-3. 粒度分析

ふるいを用いて求めた試料の粒度分布を累積重量頻度分布曲線で示したのが第6図である。ふるいの間隔は1$\phi$でおこなった。$\phi$スケールとは，粒径を $x$ mm としたときに

$$\phi = -\log_2 x \qquad (1)$$

と表わされる。上杉[15]によると，粒度分布曲線から歪度を求める時には，ふるいの間隔を 1/4 $\phi$ で測定しなければならないが，分布の標準偏差を求めるためには1$\phi$間隔で充分である。

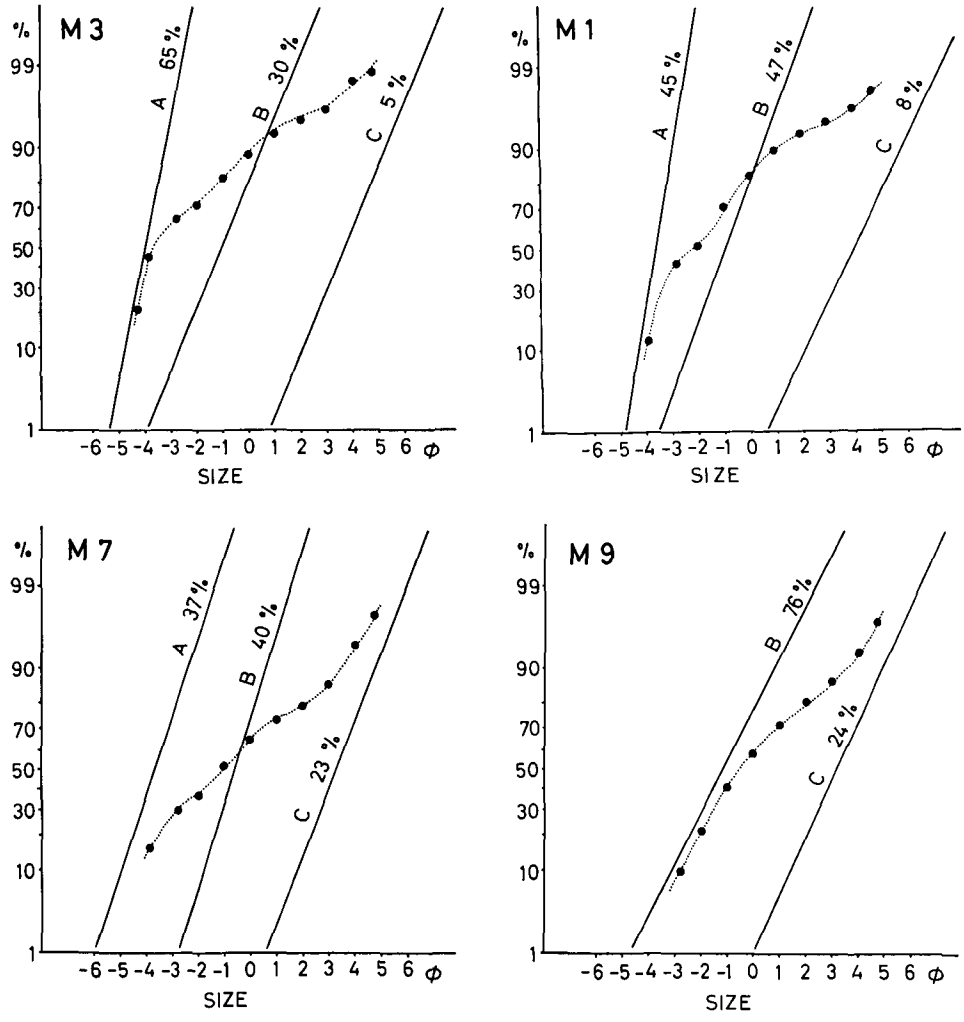



**第6図**　表面堆積物の累積重量頻度分布曲線。上流から下流へ，M 3，M 1，M 7 という順序である。M 9 は古い側堆石から採取した試料である

第6図には，$\phi$ スケールだけでなく，参考のために mm 単位の目盛も記入してある。

第6図に示したのは，比較的上流域で採取した M3 と，中流域の M1，下流域の M7，古い側堆石の M9 との4つの試料の分析結果である。上流から下流にいくにつれて，また，最下流の試料よりも側堆石の試料の方が，全体的に粒径が小さくなっている。しかし，その細粒化の様子は一様ではない。たとえば M3 と M1 とを比べてみると，1$\phi$ よりも小さい（右の）粒子の量は殆んど変化していないのに対して，1$\phi$ よりも大きい（左の）粒子の重量分布に大きな違いが見られる。

このことを定量的に調べるために正規確率紙を用いた。正規分布の累積度数を正規確率紙上に目盛ると直線になる。M3, M1, M7, M9 の試料の粒度分析結果を重量頻度と粒径 $\phi$ に関して正規確率紙上に目盛ったのが第7図の黒丸である。ここでは，測定値をなめらかな曲線




**第7図** 正規確率紙に目盛った粒度分布。黒丸が測定値。Harding[16] の方法で分解したのが直線，それをさらに合成したのが点線である

で結ばずに，値そのものを黒丸で示した。どの試料の場合も直線とはなっておらず，これらの試料の粒度分布が正規分布ではないことを示している。そこで各試料の粒度分布を Harding[16] の方法によって複数の正規分布に分解した。これらの正規分布が各図の中に示された2本ないし3本の直線である。たとえばM3の試料の粒度分布は，それぞれ65%，30%，5%の重みをつけたA，B，Cの3つの正規分布に分解することができる。逆にA，B，Cの正規分布直線にそれぞれ65%，30%，5%の重みをつけて合成した分布が図の中の点線である。点線は，実測値である黒丸と非常によく一致しており，この分解の妥当性がわかる。正規分布は，その平均値と標準偏差で完全に表わすことができるので，各試料の分布曲線は，A，B，C，3つの正規分布直線それぞれの平均値，標準偏差，重みという量だけで表現することができる。

このような解析を9ヶの試料すべてについておこなった結果を第2表に示す。実測した分布曲線の中央値と四分位偏差値も同時に表の中に示してある。

古い側堆石試料（M9）の分布はB，Cという2つの正規分布に分解される。しかし，表面堆積物試料（M1～M8）の粒度分布曲線はすべてA，B，Cという3つの正規分布直線に分解される。しかも，M1～M9までのどの試料の場合でも，AならA，BならB，CならCという個々の正規分布直線の平均値も標準偏差もすべて似かよった値を持っている。Aでは平均値が−3.4～−4.0，標準偏差が0.5前後であり，Bでは，平均値が−0.6～−1.2，標準偏差が1.0前後，Cでは，平均値が+2.1～+4.0，標準偏差が1.5前後である。そこで，どの試料でもA，B，Cという正規分布直線は，それぞれA（粗粒部），B（中粒部），C（細粒部）という正規分布集団に属すると考えることができる[17),18)]。そうすると，各試料の粒度分布曲線の違いは，A，B，Cの重みの違い，言い換えると混合比の違いによることになる。

そこで次に各試料について，A，B，Cの混合比を見てみよう。Aが60%以上，Cが5%以下となっているのはM3，M4，M5であり，すべて，比較的上流側で採取した試料である。

**第2表** 表面堆積物試料の粒度分布表

| | | M1 | M2 | M3 | M4 | M5 | M6 | M7 | M8 | M9 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| median-diameter (mm) | | 4.59 | 3.61 | 12.55 | 12.13 | 8.88 | 2.73 | 2.14 | 2.07 | 1.41 |
| quartile-deviation (mm) | | 5.04 | 5.12 | 7.62 | 6.28 | 5.60 | 3.76 | 4.54 | 4.75 | 1.60 |
| A | dm ($\phi$) | −3.6 | −3.6 | −4.0 | −4.0 | −3.6 | −3.4 | −3.7 | −3.8 | |
| | $\sigma_0$ ($\phi$) | 0.5 | 0.6 | 0.6 | 0.6 | 0.4 | 0.6 | 1.0 | 0.55 | |
| | $w$ (%) | 45 | 44 | 65 | 70 | 60 | 36 | 37 | 33 | |
| B | dm ($\phi$) | −0.9 | −0.85 | −1.05 | −1.2 | −1.15 | −1.0 | −0.6 | −0.8 | −1.2 |
| | $\sigma_0$ ($\phi$) | 1.1 | 0.9 | 1.25 | 1.0 | 0.9 | 0.9 | 0.95 | 1.0 | 1.5 |
| | $w$ (%) | 47 | 47 | 30 | 26 | 35 | 40 | 40 | 40 | 76 |
| C | dm ($\phi$) | +4.0 | +3.25 | +3.7 | +2.65 | +2.15 | +2.7 | +3.3 | +3.4 | +3.15 |
| | $\sigma_0$ ($\phi$) | 1.5 | 1.65 | 1.25 | 2.7 | 1.5 | 1.25 | 1.2 | 1.3 | 1.35 |
| | $w$ (%) | 8 | 9 | 5 | 4 | 5 | 24 | 23 | 27 | 24 |

それがM1, M2という中流域で採取した試料になるとAが減少して45%程度となり，その代わりCが8%～9%と増加する。さらに下流側のM6, M7, M8となると，Aはますます減少して33%～37%となり，Cは23%～27%も占めるようになる。古い側堆石試料M9ではCの混合比はM6, M7, M8とあまり変わらないが，Aは全く無くなっている。M9ではAが無くなったぶんだけBの混合比が増加しているが，他の試料ではBの混合比に顕著な違いは見られない。

### IV-4. 氷河氷および融け水に含まれる岩屑

この氷河の表面氷と融け水とを採取した。第4図の中で(▲)で示した5カ所(N1, N2, N3, N5, N6)は氷河氷の採取地点であり，(●)で示した2カ所(N4, N7)は融け水の採取地点である。N4の試料は氷河末端に発する小川から採水し，N7の試料は氷河表面にできた小さな流れから採水した。

これらの試料を(氷試料の場合は完全に融かしたのちに)フイルターで濾過したのちに残留物を乾燥させてその重量を測定した。このようにして求めた試料中の岩屑の含有量を第3表に示す。さらに，この残留物を黒岩と同様の方法[19]で走査型電子顕微鏡を用いて観察し，写真撮影をおこなった。この写真から，氷河氷や融け水に含まれる岩屑の粒径を見積もると第3表のようになる。

**第3表** 氷河氷および融け水に含まれる岩屑の含有量と粒径

| Sample | Content (mg/l) | Particle Size ($\mu$m) | Remarks |
|---|---|---|---|
| N-1 | 865.6 | 100-500 | ice under debris |
| 2 | 65.6 | 50-200 | ice under debris |
| 3 | 221.1 | 10- 50 | bare ice |
| 4 | 232.2 | 1- 10 | run off water |
| 5 | 10.0 | 10- 50 | ice under debris |
| 6 | 10.0 | 10- 50 | ice under debris |
| 7 | 87.8 | 5- 20 | running water on the glacier surface |

氷試料の岩屑含有量は，下流部のN1の試料，次いで裸氷帯のN3の試料が大きな値を示している。N2, N5, N6の試料の場合には比較的小さい。融け水の試料(N4, N7)に含まれる岩屑の含有量は，かなり大きな値である。しかし流水中の岩屑の含有量は，流速などに影響されて大きく日変化等をしているので[20]，1回だけの採水によるこれらの値は，おおよその含有量を示すめやすにしかならないだろう。

含有物質の粒径は，N1, N2の試料で比較的大きく，500 $\mu$～50 $\mu$ (2 $\phi$～5 $\phi$) となっている。N3, N5, N6の試料では，試料による違いは無く，50 $\mu$～10 $\mu$ (5 $\phi$～6 $\phi$) くらいである。融け水の試料，N4, N7では，含有物の粒径はさらに小さく，20 $\mu$～1 $\mu$ (6 $\phi$～9 $\phi$) 程度となっている。

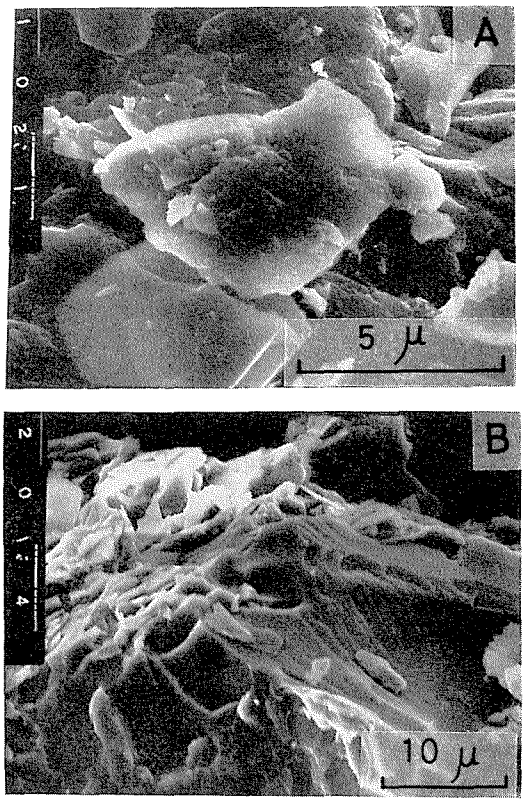
氷河氷の中の岩屑の電子顕微鏡写真の例を第8図に示す。図Aは，黒岩[19]が氷河砂を人工的にすりつぶした写真に似ている。図Bには，Margolis・Kennett[21]が氷河性石英粒の特徴だとした，貝殻状の断口が明瞭に見られる。氷の中に岩屑がどのようにして供給されたかは不

明であるが，これらの写真から判断すると氷河氷の中には，氷河底面での強い研磨作用によって作られた粒子も含まれていることは確実である。

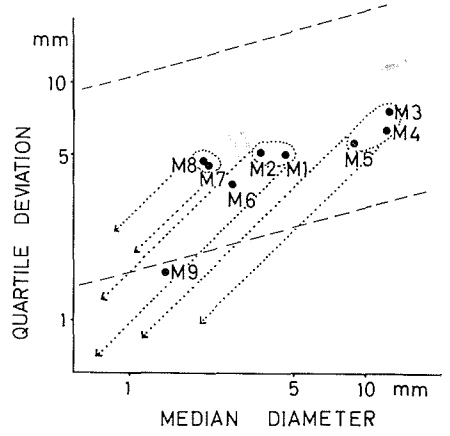
### IV-5. 表面堆積物の細粒化

各表面堆積物試料の粒度分布の中央値と四分位偏差値（第2表）とをそれぞれ横軸，縦軸に目盛ったのが第9図である。上流の試料から下流にかけて，その中央値は急激に小さくなっていくのに対して，四分位偏差値も減少はしているがその変化は緩やかである。

Buller・McManus[22]は，世界各地の氷河性堆積物について粒度分析をおこなって第9図と同様に粒度分布の中央値と四分位偏差値とに関して，それらすべての試料を目盛ってみた。その結果，中央値は大きく異なるが，四分位偏差値はほぼ一様な測点の集団があることを見出し，この集団を低勾配集団と名付けた（図9の中の破線で囲まれる領域）。彼等は，砂礫の細粒化が風化作用による場合には，図上で45°の方向（第9図の点線矢印）に進行することを示したのち，この低勾配集団が表われる原因は他の粒度分布を持つ，より細粒な砂礫との混合であると結論している。G2氷河の表面堆積物も上流から下流への砂礫の細粒化が低勾配で起きていることから考えて，それが単なる風化によるものではなく，より細粒な他の砂礫との混合によるものだと考えられよう。下流にいくにつれて，混合比が増加してくる細粒な砂礫として，C分布集団を考えることができる。




第8図　氷河氷の中に含まれた粒子の電子顕微鏡写真。Bには貝殻状の断口が見られる




第9図　表面堆積物の低勾配集団

点線の矢印は風化による変化方向を示している。破線で囲まれる領域が，Buller・McManus[22]のいわゆる低勾配集団に相当している

C分布集団がもとの分布に混合されるためには，風によって運ばれるか，流水によって運ばれるか，氷河氷によって運ばれるかのいずれかであろうが，風によって運ばれる量は，無視できるぐらい少ないだろう。C分布集団の粒径は2φ～6φ程度である。第3表を見

ると，流水中に含まれる岩屑の粒径は 20 $\mu$～1 $\mu$ (6 $\phi$～9 $\phi$) と非常に小さく，C 分布集団の粒径とは一致しない。これに対して氷河氷の中の岩屑の粒径は 500 $\mu$～10 $\mu$ (2 $\phi$～6 $\phi$) であって，C 分布集団の粒径と一致している。このことから，氷河氷が融解することにより，その中に含まれている砂礫が表面に析出してきて，これが，もとの堆積物に混合することによって，表面堆積物の細粒化が進行すると考えることができよう。

**IV-6. 表面堆積物と氷河流動**

G 2 氷河表面上の堆積物の中で直径 5 cm 以上のものとそれ以下のものとはほぼ同量程度だと考えられる。そこで，氷河表面の単位面積あたりに存在している C 分布集団に属する粒子の質量，$m_c$ は

$$m_c = \frac{1}{2} d \cdot \rho \cdot w_c \tag{2}$$

となる。$d$ は表面堆積物の厚さ，$\rho$ は堆積物の密度，$w_c$ は C 分布集団の混合比である。C 分布集団は，氷河氷から供給されると仮定しているので，その供給速度 $s$ は

$$s = a \cdot c \tag{3}$$

と表わされる。$a$ は融氷速度，$c$ は氷の中に含まれる砂礫の含有比である。

ここで氷河表面上に，下流向きを正として流線方向を $x$ 軸にとることにする。G 2 氷河は単純な外形をしているので，流線が互いに平行だと見做すことができよう。そうすると，C 分布集団に属する砂礫の質量，$m_c$ に関して，以下の質量保存則が成立する。

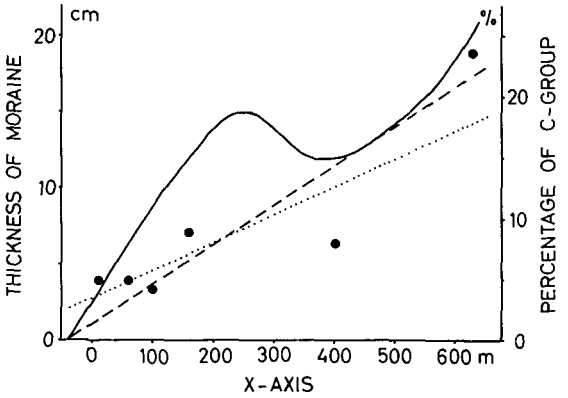
$$\frac{\partial m_c}{\partial t} + \frac{\partial (v \cdot m_c)}{\partial x} = s \tag{4}$$

ここで，$v$ は表面流速，$t$ は時間である。この氷河を定常状態だと仮定して (4) 式の第 1 項を無視すると，(3) 式と組み合わせて

$$\frac{\partial (v \cdot m_c)}{\partial x} = a \cdot c \tag{5}$$

が成立する。

裸氷帯と堆積物領域との境付近を原点とし，氷河のほぼ中央の流線上について堆積物の厚さ (実線) と C 分布集団の混合比 (黒丸) を示したのが第 10 図である。$x$=200 m 付近で堆積物の厚さは峰を持つが，これは左岸側から氷河中央部へ張り出している周期的な突出部の 1 つによる影響である。IV-1 節で述べたように，これは左岸の岩壁から供給された砂礫のためだと考えられるので，堆積物の厚さとして実測の下限をとって第 10 図の破線で




**第 10 図** 表面堆積物の厚さと C 分布集団の混合比。実線が表面堆積物の厚さ，黒丸が C 分布集団の混合比を示している。それぞれを破線および点線のように近似する

近似することにする。C 分布集団の混合比については，第10図の点線で近似することにすると，(2) 式を用いて各 $x$ についての $m_c$ を求めることができる。

融氷速度 $a$ は，G 2 氷河での実測が無いのでヒドン・バレー内のG 5 (リカサンバ) 氷河上の裸氷帯での観測値[23]を用いることにする。ただし，G 2 氷河は氷河表面が堆積物に覆われているので，堆積物の厚さと融氷速度との関係[24]を用いて，G 5 氷河の融氷速度を補正して，G 2 氷河の融氷速度とした。

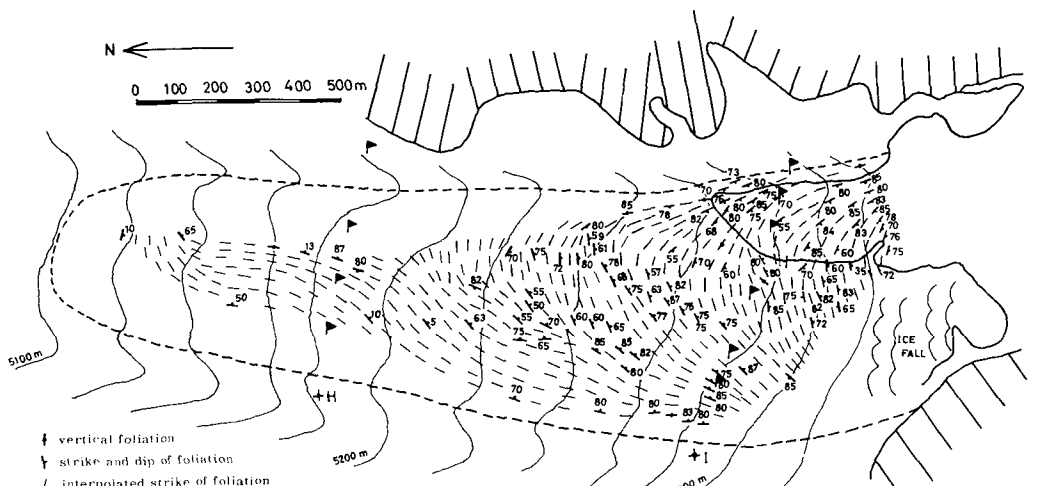
氷の中の砂礫の含有比，$c$ が場所によらず一定だと仮定して第 3 表の値の平均値を用いると，(5) 式を用いて各 $x$ での流速，$v$ を求めることができる。I 測線付近での $v$ は約 10 m/年となった。実測値が 5 m/年だから，大胆な仮定を数多く設けたわりには，非常によく一致していると言えよう。

標高 5220 m 付近では，$v$ の値が約 3 m/年となったが，実際にはこの付近の $\frac{\partial m_c}{\partial x}$ は上に仮定した $\frac{\partial m_c}{\partial x}$ の値よりも遥かに大きくなっている。(5) 式を見ると，$\frac{\partial m_c}{\partial x}$ が大きくなるということは $v$ が小さくなるということである。従って，堆積物の厚さが急激に増加している標高 5220 m 付近に，G 2 氷河の活動末端が存在している可能性が強い。

## V. 氷河氷体の表面構造

### V-1. 気泡面構造

G 2 氷河で見出された面構造は，気泡を多量に含んだ白く見える層と気泡を殆んど含まずに青く見える透明な層との互層によって構成されるものであった。気泡を多量に含む層が 100 cm から 150 cm 程度の厚みを持っているのに対して，透明な層の厚さは数 cm から高々 20 cm と，比較的薄かった。現場で氷試料の薄片を作って調べたところ，気泡を含む層と含まない層の間に，氷の結晶の外形には顕著な差が見られなかった。どちらの層の場合も，氷結晶の平均粒径は 2～3 cm であった。




**第 11 図**　G 2 氷河の気泡面構造。(|·) は面構造の方位を示し，印がついた方が下がっている。横の数字が伏角である

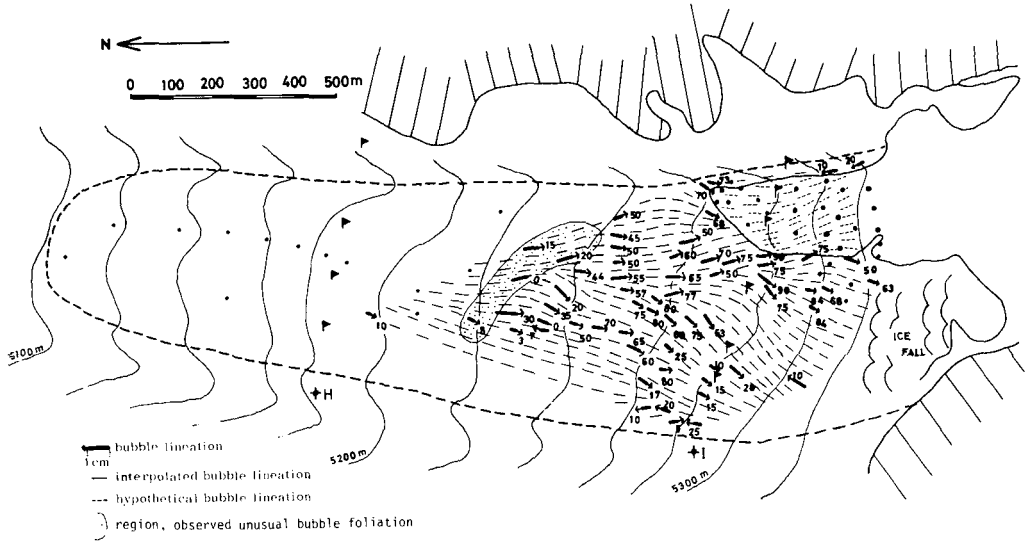
表面堆積物領域，裸氷帯領域を問わず，このような気泡面構造がG２氷河の消耗域全域に亘って見出された（第11図）。傾斜方向が示してある線分（|•）は，実測点における面構造の方位角を，横の数字は面の伏角をそれぞれ示している。単なる線分は，方位角の実測を内挿して示したものである。

図でわかるように，面構造の方位分布は，下流側が凸の弧が重なり合った形状を示しており，その傾きは上流側が下がっている。３次元的に見ると，先端を下流側に向けたスプーンを上向きに多数重ね合わせたようなパターンとなっている。このような面構造の形状パターンは世界各地の様々な氷河でも同様に見出されている。ただし従来報告されてきた氷河では，このような形態が縦に２つあるいは３つと並んで存在していることが多く[25]，涵養域の異なる複数の氷体が並んで流れているためだろうと説明されている[26]。しかし，このような複合氷河の場合でも，下流にいくにつれて氷河全体を１つの単位とする面構造パターンへと変化している場合が多い。G２氷河では，涵養域は１つであり，そのために初めから単一の面構造パターンとなっているのだろう。

堆積物で覆われている氷河表面と裸氷帯表面との間で，面構造のパターンに大きな変化は無く，両者は連続的につながっている。現地での観察でも，裸氷帯から堆積物下の氷体へと面構造を連続的に追跡することができた。この意味では，両氷体間に構造的不連続性は無く，一様につながった氷体であるということになる。

### V-2. 伸長気泡（気泡線構造）

著しく一方向に引き伸ばされたいわゆる伸長気泡は，従来から多くの報告があり，氷河氷の中の線構造要素として結晶主軸方位分布との関係などが議論されてきた[27),28)]。しかし，これらの伸長気泡の殆んどは，ボーリングによって採取したり，末端の崖から採取したりした，氷河深部の氷の中に見出されたものである。氷河表面に見出される気泡は，ほぼ球形のものであ




**第12図** G２氷河の球形気泡と伸長気泡。太い線分が伸長気泡の方位を示し，矢印がついた方が下がっている。横の数字が伏角である

って，表面氷の中に伸長気泡が見出された例は殆んど無い[29]。

ところが，G2氷河においては，この伸長気泡が広範囲にわたって表面堆積物下の氷河表面に分布しているのが見出された。伸長気泡は，ラグビーボールのような回転楕円体状の形をしている。伸長方向の長さ（以後，長径と呼ぶ）は場所により異なり，又同一の場所でも異なる長さのものが混在している。G2氷河表面に見られたのは，短かいもので4mm，長いものでは1cmにも達するものもあった。伸長方向に垂直な面で切った切り口はほぼ円形で（この直径を，以後，短径と呼ぶ），0.4mmから0.7mm位であった。球形の気泡も伸長気泡と混在しているが，伸長気泡のみに着目すれば，1地点ではどの気泡も伸長方位は，数度以内の範囲で一致していた。

伸長気泡の方位分布を示したのが第12図の黒くぬりつぶした太い線分である。線分の方位は，伸長気泡の方位角を，線分の長さは，1地点での平均的な伸長気泡の長径の長さをそれぞれ示している。矢印は伸長気泡の方位で，水平よりも下がっている側を示している。横の数字が伏角である。細い線分は伸長気泡の方位を内挿したものである。

殆んどすべての伸長気泡は，氷河の上流側が水平よりも下向きとなっている。氷河の中央部でこの伏角を見てみると，標高5300m付近で約80°であったものが，下流にいくにつれて次第に減少し，標高5220m付近では約10°となっている。方位は，上流域では下流中央部に集まる方向を向いているが，下流にいくにつれて，氷河の流動方向と平行に近づいている。

Kizaki[27]は，気泡の伸長が強い剪断作用によって起きると考え，従って気泡の伸長方位は氷河の流動方向と一致すると述べている。東南極，平頭氷河の末端部では，確かに，伸長気泡方位の伏角はほぼ0°（水平）であり，その方位角は，氷河の流動方向と一致していた[28]。G2氷河でも下流部を見るかぎり，Kizakiの説明と一致している。しかし，上流部の方位角は，流動方向とは一致していない。また，上流から下流にかけて伏角が減少するということも，Kizakiの考え方では説明できない。

## VI. 伸長気泡の球形化

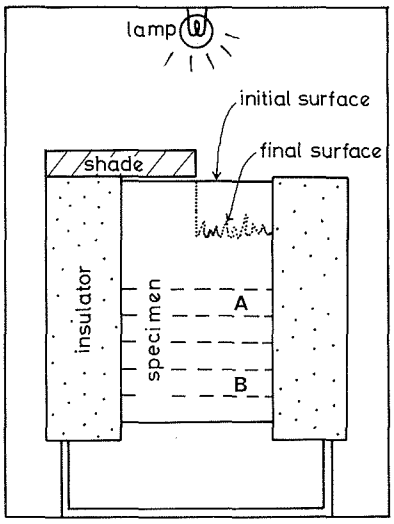
### VI-1. 裸氷帯の球形気泡

G2氷河の裸氷帯表面では，伸長気泡が全く見られず，氷の中に含まれている気泡は，すべて球形であった（第12図の黒丸）。ここで見られた球形気泡は一般に大きく，平均直径で2mm～3mm，大きいものになると5mmに達するものもあった。裸氷帯表面に伸長気泡が存在しないということは，従来，C型氷河表面で伸長気泡が見られなかったことと一致している。一方，氷河深部には，C型氷河の場合でも伸長気泡が多数見出されており，表面堆積物に覆われた氷河表面にも広く分布している。これらのことを考え合わせると，伸長気泡が仮に氷河表面に存在していたとしても，強い日射に直接晒されると，たちまち球形に変化してしまうのではないかと思われる。

そこで，現場において堆積物の下から，伸長気泡を含む氷のブロックを切り出し，日射に晒してみた。そうすると，わずか数時間のあいだに，伸長気泡が減り，球形に近づくのが観察された。

## VI-2. 日射による伸長気泡の球形化の実験

前節で述べた野外実験を，再度，実験室内においておこなった。実験装置を第13図に示す。用いた試料は，東南極，平頭氷河末端部のボーリングコアーで，多数の伸長気泡を含んでいる。直径，約7 cmの試料を輪切りにして写真撮影をおこなったのち，再び凍着させ，図のように設置した。破線は輪切りにした切り口を示している。試料の上部に一部覆いをして，直接，光があたる部分とそうでない部分とを区分した。

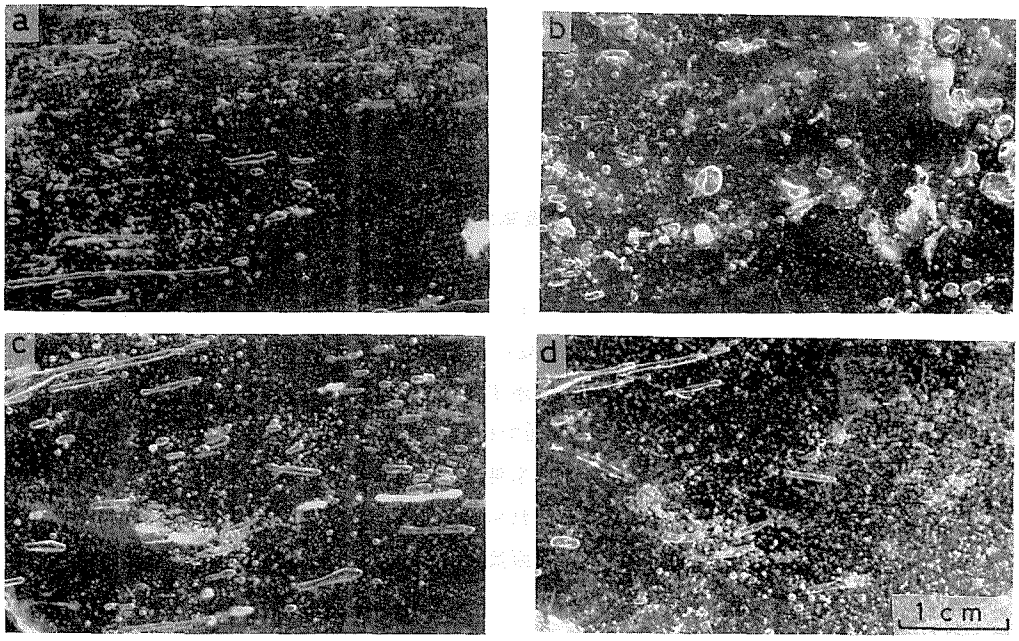



第13図 日射による，伸長気泡の球形化実験装置

実験を開始すると，光のために試料表面が融解し，融け水は試料表面を伝わって下のシャーレに落下しはじめる。実験中，試料の温度は0°Cであった。光に直接晒された部分では，実験終了時には表面が低下し多数の凹凸が現われた（第13図の点線）。約6時間後に試料を取り出し，再び破線のところで切断して写真撮影をおこなった。

実験の前後における試料A，Bの日射に直接晒される部分の写真を第14図に示す。実験終了時の表面からAは1.2 cm，Bは4.8 cm下部である。

試料Aでは，初めに存在していた伸長気泡は殆んど姿を消し，ほぼ球形の気泡のみが見




第14図 日射による伸長気泡の球形化。Aの方がBよりも表面に近い
a：試料Aの日射に晒す前　b：試料Aの日射に晒した後
c：試料Bの日射に晒す前　d：試料Bの日射に晒した後

られる。しかも，G 2 氷河の裸氷帯表面に見られた気泡と同様に，その直径は非常に大きく，最大のものでは約 3 mm である。これに対して，表面に覆いをした部分では，伸長気泡はそのまま保存されていた。このことから，裸氷帯表面では，伸長気泡があったとしても日射によって比較的大きな直径を持つ球形気泡にすべて変化してしまうと言える。

試料 B では，伸長気泡から球形気泡へと変化してしまったものは見られない。しかし注意して見ると，伸長気泡の長径は幾分短かくなっている。この変化速度は，表面からの深さによって異なり，深くなるにつれて急速に 0 に近づく。氷の内部での吸収あるいは散乱のために日射は氷のごく表面近くにしか作用せず，深部までは到達できないためだと思われる。

従って，裸氷帯表面には伸長気泡が見出されなくとも，日射の影響を受けない程度の深さには，伸長気泡が存在している可能性がある。東南極，平頭氷河の末端付近では，表面から 45 cm の深さまでは球形の気泡のみしか見られなかったが，45 cm よりも深い場所では，顕著な伸長気泡が多数存在していた[28]。氷河表面に伸長気泡が見られなかった C 型氷河でも，その深部の氷の中に伸長気泡が多数見出されてきた事実も，上に述べたことで説明がつくことになる。

### VI-3. 裸氷帯末端と活動末端

表面が堆積物に覆われた領域と裸氷帯との境界は，地形的に凹地状になっており，これら 2 つの領域は外見上，明瞭に区分できる。このために，これら 2 つの領域の氷体は，全く異なる運動をしているのではないかという印象を与える。そこで，裸氷帯の氷体は，堆積物領域の氷体の上に乗り上げて，いわゆる活動末端となっているのではないか，という議論がなされてきた[6),7)]。

V 章および VI-1 節で述べたように，両氷体間の構造的連続性を調べてみた。堆積物領域には伸長気泡が見られたのに反して裸氷帯では球形気泡のみしか見出されなかった。そこで，2 つの領域は全く異なる氷体ではないかという印象を持つ。しかし，VI-2 節の実験で示したように，伸長気泡は日射のためにたちまち球形に変化してしまうので，気泡の形状の違いから氷体自身が異なっているという結論を出すことはできない。面構造のパターンは，両氷体にまたがって連続的につながっており，両者は同一の氷体で，一様な運動をしていると思われる。

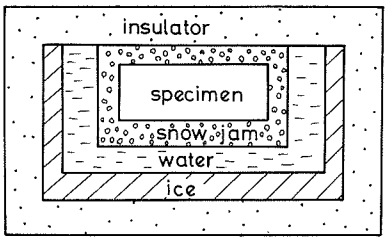
実際におこなった流動測定でも，堆積物領域で 5 m/年程度の値が得られており，この領域がデッドアイスだとは考えられない。表面が堆積物に覆われている領域でも大きく流動しているということは，東ネパール，クンブ氷河でも実測されている[30),31)]。

森林・樋口[32]は，異なる厚さの表面堆積物に覆われた雪渓の融雪速度を測定した。その結果，1.5 cm よりも厚い堆積物は融雪を抑制し，それよりも薄い堆積物は融雪を促進すると述べている。表面堆積物によるこのような融雪制御は，氷河上においても同様に観測されている。Small・Clark[33]によれば，約 1 cm の堆積物に覆われた氷河表面は，裸氷部よりも大きな融氷速度をもち，約 2 cm の堆積物に覆われた表面は，逆に裸氷部よりも小さな融氷速度しか持たない。

G 2 氷河の裸氷帯と堆積物領域との境界付近は，1 cm 前後の薄い堆積物に覆われている。従って，そこでの融氷量は他の場所よりも大きくなる。そのために，地形的な凹地が形成され

るのだろう。つまり，裸氷域と堆積物領域との外見上の明瞭な区分は，表面堆積物による融氷制御のために生じたものだと言えよう。

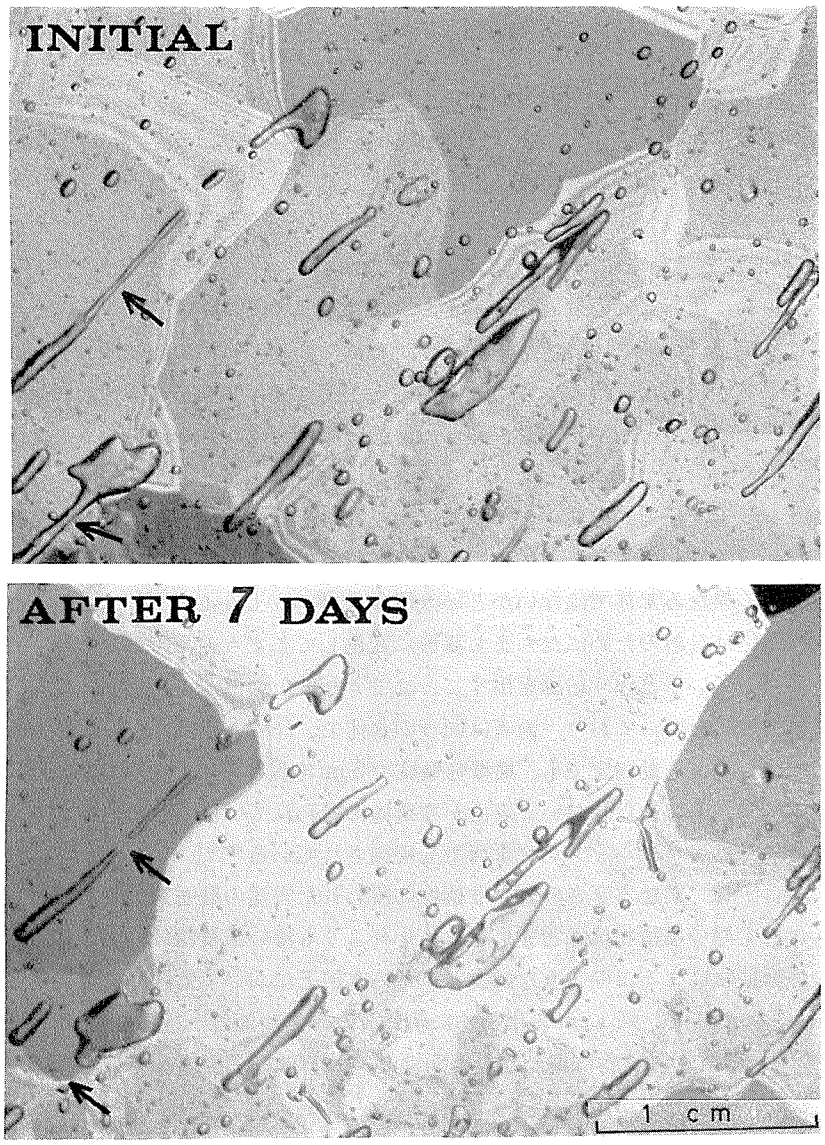
以上述べてきたように，裸氷帯と堆積物領域とは連続的につながった同一の氷体と考えられ，裸氷帯末端を活動末端だとすることはできない。




第15図　0°C の恒温箱

### VI-4. 焼鈍による伸長気泡の球形化の実験

G 2 氷河では，裸氷帯だけでなく氷河末端付近の




第16図　0°C における伸長気泡・球形化。矢印のところで伸長気泡が分離しているのがわかる

氷河表面でも，伸長気泡が存在せずに球形気泡のみしか見出されなかった（第12図）。末端部の球形気泡は，裸氷帯の球形気泡よりも小さく，平均直径が0.7 mm～1.0 mm程度であった。裸氷帯の球形気泡は，日射によって形成されたものだと結論されたが，末端部は厚い堆積物に覆われていて，そこの球形気泡を日射のためだと説明することはできない。

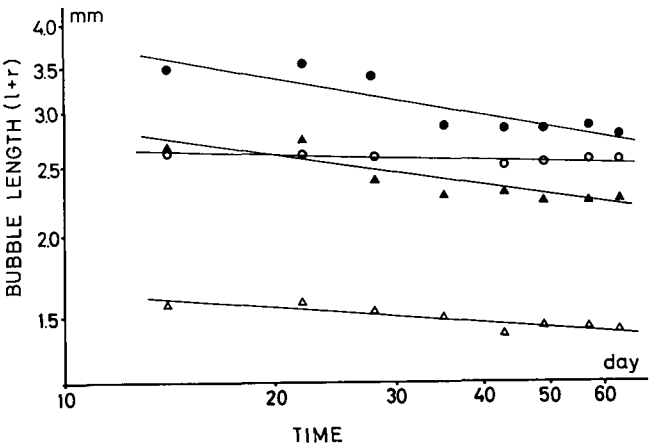
一般に，気泡はその表面積が最も小さい球形をとる方が安定に違いない。従って，伸長気泡も応力解放のもとで長期間にわたって焼鈍されると，安定な球形へと変化すると思われる。

このことを室内実験で確かめてみた。東南極，平頭氷河から採取した伸長気泡を含む氷の薄片を，第15図に示したような0°Cの恒温箱内に放置して，伸長気泡の形の変化を調べたものである。

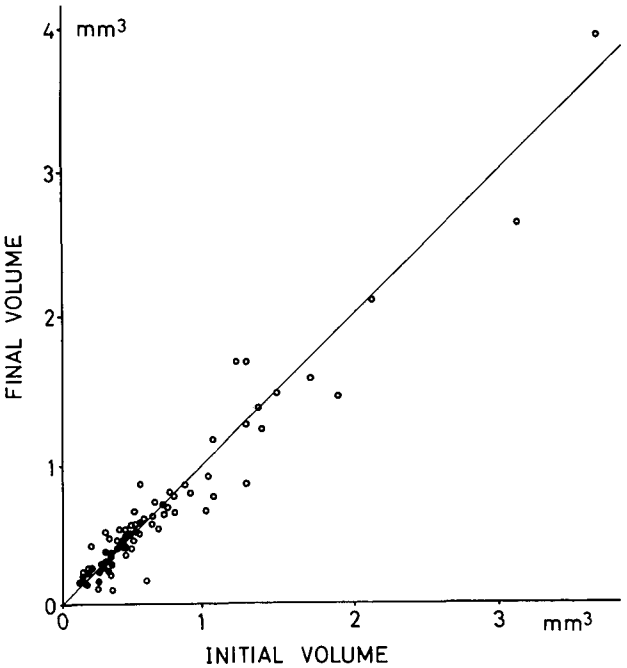
第16図に示したのは，初めの試料と，0°Cに保ってから1週間後の試料との写真である。気泡の外形の変化には，伸長気泡が分離して複数の気泡に分かれる場合（第16図の矢印の部分）と，分離が起こらずその長径が幾分縮まるだけの場合とが見られる。分離が起きるのは，極端に細長い気泡の場合であり，この現象は，極く稀にしか観測されなかった。殆んどの伸長気泡は，時間とともにその長径の長さが次第に減少するのが見られた。

この様子を示したのが第17図である。便宜的に第17図の縦軸は伸長気泡の長径の半分を対数で目盛ってある。種々の記号はそれぞれ別の気泡を示している。

伸長気泡の長径が縮まる速度は，気泡によって大きく異なっている。たとえば，もとの長




第17図　伸長気泡の長径の時間変化。異なる記号はそれぞれ別の気泡を示している。縦軸は長径の半分の長さで目盛ってある



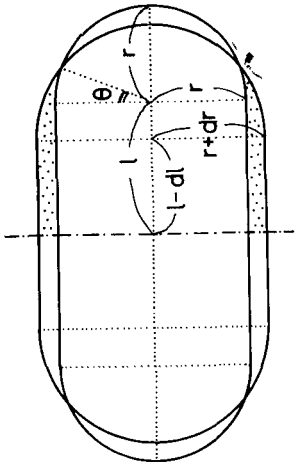

第18図　伸長気泡の球形化における体積変化

さがほぼ等しい白丸で示した気泡と黒三角で示した気泡とを比べてみても，前者が殆んど変化しないのに対して，後者は図上で約 1/6 程度の傾きを持って急速に縮まっている。このように変化速度に違いは見られるものの，0°C で焼鈍することによって，伸長気泡は次第にその長径が縮まって球形に近づくということが言える。

この変化の途中における伸長気泡の体積変化を調べたのが第 18 図である。ここでは，伸長気泡の外形を，円柱の両側に半球がくっついたような単純なものだと仮定して，体積を求めてある。しかし，実際の伸長気泡には，ここで仮定したような綺麗な外形を持つものは少なく同一の気泡でも，その短径の長さは場所によって幾分異なっている。そこで，一定間隔ごとに短径の長さを測定し，その平均値をもって，上に仮定した単純な外形の短径とした。第 18 図には，この短径の測定値がばらついた気泡（外形が比較的不規則な気泡）は白丸で，殆んどばらつかない気泡（綺麗な外形の気泡）は黒丸で，それぞれ区別して示してある。

体積測定の誤差が大きい白丸の場合には幾分ばらついているが，全体的に，体積不変を示す直線上に乗っている。つまり実験の前後で気泡の体積は変化せずに保存されると言えよう。

伸長気泡を含む氷試料を，−1°C，−6°C でそれぞれ焼鈍して気泡の外形の変化を調べてみたが，4 カ月の実験期間中には，何の変化も認められなかった。マイナスの温度では，0°C の場合と比べて極端にその変化速度が遅いのだろう。



**第 19 図** 伸長気泡の模型図

**VI–5. 0°C における球形化の速度**

0°C において，伸長気泡が球形に近づく速度は，気泡によって異なっていた。いま，伸長気泡の外形を前節と同様に非常に単純なものだとする。初期の伸長気泡の外形と，幾分その長径が短かくなった時の外形とを，模型的に示したのが第 19 図である。伸長気泡の体積を $2V$，短径を $2r$，長径を $2(r+l)$ ととることにすると

$$V=\frac{2}{3}\pi r^3+\pi r^2 l \qquad (6)$$

と書くことができる。前節で述べたように，$V$ は長径が短かくなる変化の途中，一定の値をとる。

第 19 図における $\theta$ は $l/r$ の函数である。前節の実験をおこなった気泡はすべて $l/r>6.5$ のもので，$\theta<6.7°$ となる。従って，第 19 図の点をうった部分の体積，$v$ の時間変化，$\frac{dv}{dt}$ を以下のように近似することができる。

$$\frac{dv}{dt}=2\pi r l\frac{dr}{dt} \qquad (7)$$

(6) 式を用いて (7) 式を書き直すと

$$\frac{dv}{dt}=\left(\frac{2V}{r}-\frac{4}{3}\pi r^2\right)\frac{dr}{dt} \qquad (8)$$

となる。

伸長気泡の長径が時間とともに減少するのは，気泡の中央部と端の部分との曲率の差によるものだろう。質量の輸送機構としては，様々の機構が考えられる。−1℃，−6℃ の実験で，伸長気泡の長径の変化が殆んど無かったことから考えて，氷表面（気泡の内側）の水膜が関係しているのではなかろうか。そこで，まず水膜の粘性流動機構によって質量が輸送されると考えてみよう。

非圧縮性粘性流体の運動方程式より，単位長さ，単位時間あたりの流量，$Q$ は

$$Q=\frac{\rho P}{3\eta}h^3 \tag{9}$$

と表わすことができる。$\rho$ は粘性流体の密度，$\eta$ は粘性係数，$P$ は流動をおこさせるポテンシャル，$h$ は流体膜の厚さである。いま，曲率の差のために質量が輸送されると考えているのだから，水の表面張力を $\gamma$ として

$$P=\frac{\gamma}{r} \tag{10}$$

とする。そうすると，気泡の中央部から端へと流れる水の体積，$Q_v$ は

$$Q_v=2\pi r\cdot\frac{h^3}{3\eta}\cdot\frac{\gamma}{r} \tag{11}$$

となり，これは $\frac{dv}{dt}$ に等しい。従って，以下の式を得る。

$$\frac{dv}{dt}=\frac{2\pi\gamma h^3}{3\eta} \tag{12}$$

(12) 式の右辺は定数なのでこれを $A$ とする。

$$A=\frac{2\pi\gamma h^3}{3\eta} \tag{13}$$

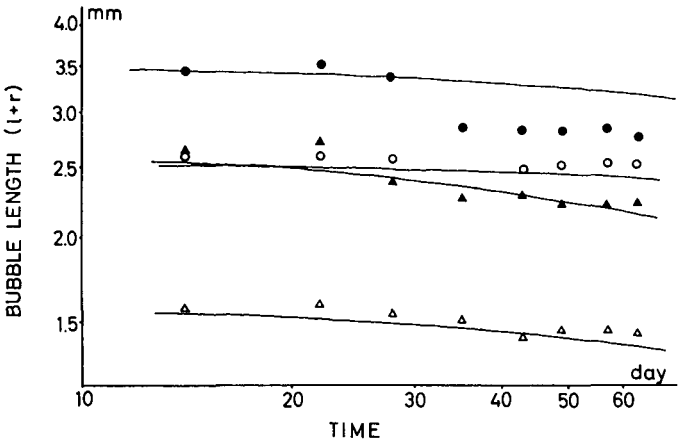
(12) 式を (8) 式と組み合わせて積分すると

$$A(t-t_0)=2V\ln r-\frac{4}{9}\pi r^3 \tag{14}$$

となる。$A$ を適当に定めたうえで，(14) 式を (6) 式と組み合わせて，$t$, $(l+r)$ それぞれの対数をとって示したのが第 20 図の実線である。第 20 図には第 17 図の実測値も同時に示してある。

黒丸で示した気泡では幾分はずれているが，他の 3 つの気泡に関しては，計算曲線が実測値とよく一致しており，気泡による変化速度の違いをうまく説明している。上で適当に定めた $A$ の値を (13) 式に代入すると，水膜の厚さ $h$ として約 0.1 $\mu$ という妥当な値が得られる。従って上で考えてきたように，伸長気泡の球形化は，曲率の差のために生じる水膜の粘性流動によって起きると考えてよかろう。

ケロシンの中での氷球同士の焼結速度は，空気中での焼結速度の 1/10〜1/100 程度だが，それでも焼結は確実に進行する[34),35),36)]。このことは，焼結現象が単に 1 つだけの機構だけでなく，複数の機構で起きることを意味している。伸長気泡の長径が短かくなる変化も，上に述べ




**第20図** 伸長気泡の長径の変化速度。種々の記号は実測値であり，曲線は(14)式を用いて計算したものである

た水膜の粘性流動機構だけでなく，他の機構が同時に起きている可能性がある。

そこで，焼結現象に対する Kuczynski[37] の理論を導入して，蒸発凝結，体積拡散，表面拡散などの現象が，伸長気泡の球形化の場合にも起きていると考えてみた。粘性流動の場合と同様の計算をこれらの機構それぞれについておこなったところ，積分定数 $A$ の値次第では，粘性流動の時と同様に伸長気泡の球形化速度をうまく説明できることがわかった。

しかし，実験的に求めた $A$ の値からそれぞれの機構の拡散係数を求めてみると，よく知られている値よりも遥かに大きな値になってしまう。従って，伸長気泡の球形化において，蒸発凝結，体積拡散，表面拡散などの現象も起きているかもしれないが，その寄与は非常に小さく，水膜の粘性流動の方が大きく寄与していると言えよう。以前にも述べたが，このことは，伸長気泡の長径が短かくなる現象が，0°C では見られたのに，−1°C や −6°C では殆んど観察されなかったという事実とも矛盾しない。

(14)式を外挿すると，短径が 0.7 mm，長径が 10 mm の伸長気泡の長径が半分の 5 mm になるまでには約 2000 日を要することになる。さらに，もっと先まで伸ばして考えると，ほぼ球形になるのにその 3 倍の日数が必要となる。しかし，伸長気泡が球形に近づくにつれて，(7)式の近似が成立しなくなり，球形になるにはもっと多くの日数を要することになる。

### VI–6. G 2 氷河の活動末端

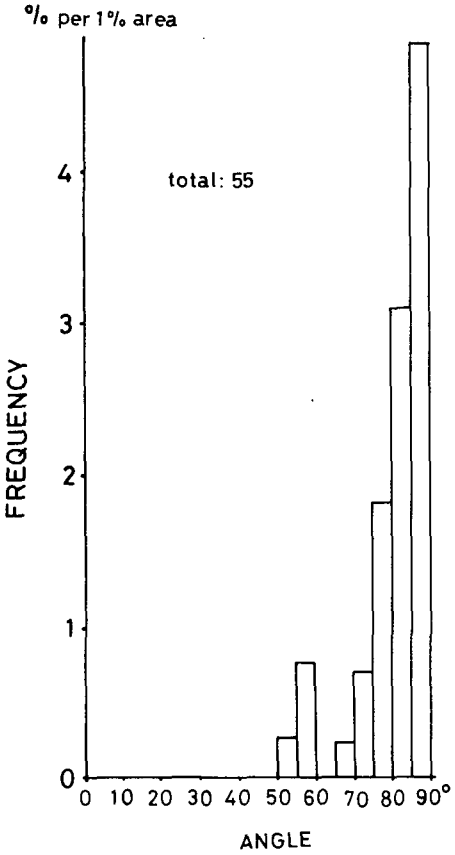
**VI–4** 節の実験で示したように，応力解放の状態で長期間焼鈍されると，伸長気泡は球形気泡へと変化する。しかもその変化は，伸長気泡が複数の気泡に分離するか，もとの体積を保存したままかで進行する。従って，裸氷帯に見られた球形気泡とは異なり，比較的体積（あるいは直径）が小さな球形気泡となるに違いない。確かに G 2 氷河末端付近で見られた球形気泡は，直径が 1 mm 以下のものばかりである。

従って，伸長気泡を含まずに球形気泡のみを含む G 2 氷河末端部の氷体は，長期間にわたり応力解放のもとで焼鈍されたいわゆるデッドアイスではないかと考えられる。流動測定の結果でも，ちょうど球形気泡の領域を横ぎる H 測線では殆んど流動が無いという結果がでて

いる。

そうすると，活動末端は，伸長気泡が見られる領域と，球形気泡しか見られない領域との境あたりということになる。第12図の標高5220 m付近である。ちょうどここは，表面堆積物の調査から推定した活動末端の位置と一致している（**IV-6**節）。

第21図に示したのは，気泡面構造の方位（面に直交する方向）と，伸長気泡の方位との交角の頻度分布図である。90°というのは，伸長気泡が面構造の面上に横たわっていることを意味する。第21図によると，殆んどの場合はその交角が90°であるのに，60°付近に小さな峰が1つ見られる。面構造と伸長気泡とがこのような方位関係にあった場所は，第12図に点をうって示してある。面構造と伸長気泡が，なぜこのような場所だけ60°という角度で交わるかはわからないが，この付近が何か特別の場所であることを示唆していよう[38]。ここもちょうど標高5220 m付近である。




**第21図** 伸長気泡方位と面構造方位との間の角度の頻度分布。
0°とは，伸長気泡が面構造に垂直に立っていることであり，90°とは，面構造上に横たわっていることである

以上のことから，標高5220 m付近がG2氷河の活動末端であって，そこよりも下流側がデッドアイスとなっていると推定される。

いま推定した活動末端のすぐ上流側に見られた伸長気泡は，平均して長径が10 mm，短径が0.7 mm程度のものであった。この程度の大きさの伸長気泡が球形の気泡になるのには，0°Cのもとで2000日の3倍以上の日数が必要である（**VI-5**節）。マイナスの温度における伸長気泡の変化速度は非常に遅いので（**VI-4**節），これを無視することにしよう。G2氷河表面が0°Cになるのは年間に2カ月程度である。従って約30年間の間に，2000日程度，0°Cの状態であったことになる。いま考えている伸長気泡がほぼ球形になるのには，その3倍以上の日数が必要なのだから，大ざっぱに言って100年以上かかることになる。言い換えると，G2氷河末端部のデッドアイスは，約100年以上昔にできたものだと推定することができよう。

## VII. 伸長気泡と氷の変形

### VII-1. 伸長気泡の形成

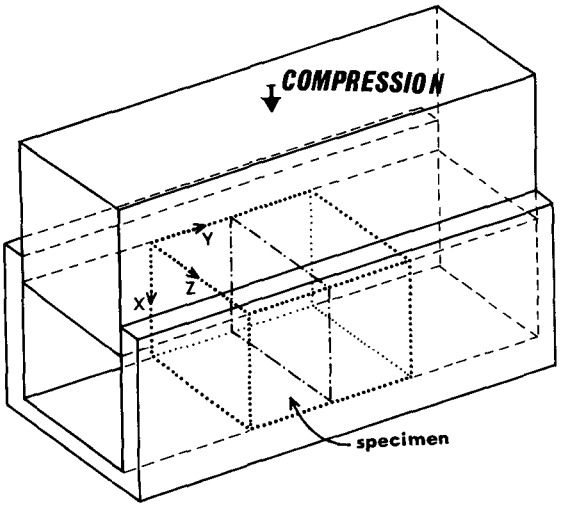
前章は，伸長気泡の球形化について述べたが，そもそも伸長気泡はどのようにして氷河氷の中に形成されるのであろうか。

Kizaki[27]は，強い剪断によって気泡が伸長すると考えたが，**V-2**節で述べたように，この考えではG2氷河の伸長気泡分布を説明することができない。Kamb[39]は，球形気泡を含む多結晶氷にひねり変形を与えた結果，気泡が剪断面上ではなく引っぱり軸方向に伸長したと報告している。蓑島[40]は，1軸引っぱり試験をおこない。気泡の伸長方位を調べた。その結果，変形の初期には，気泡はその含まれる結晶の主軸方位によって，引っぱり軸方向とは幾分異なる方向に伸長するが，変形が進行するにつれて，気泡の伸長方位は引っぱり軸方向に揃ってくると報告している。

そうすると，G2氷河の場合，氷河表面とほぼ直交する伸長気泡が氷瀑下に見られたということは，そこでの強い圧縮応力[41]による鉛直方向への引っぱり歪の結果だと考えられる。

そこで，球形気泡を含む氷を圧縮することによって，伸長気泡が形成されるかどうかを実験的に調べてみた。

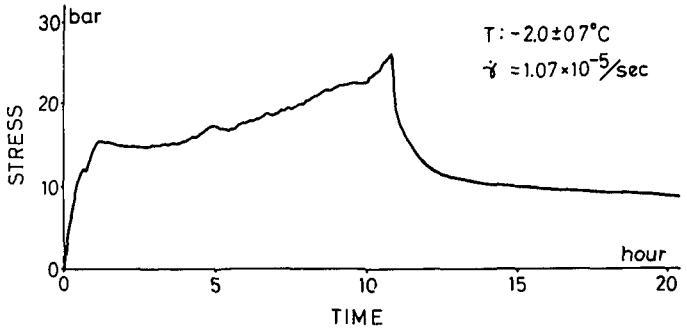
第22図に示したのが実験装置である。5×5×5 cmの試料を枠の中に入れて上下方向（$x$方向）から定速度で圧縮し，左右方向（$y$方向）に変形を起こさせた。このようにすると，自由に変形できる$\overline{xz}$面が氷河表面に，$\overline{xy}$面（枠の面）が氷河側壁に，1点鎖線で示した試料の中心の面が氷河底面に，それぞれ対応することになる。氷河流動の方向は，圧縮軸である$x$軸方向である。




**第22図** 圧縮実験装置。点線で示したのが試料である

また，枠の幅を極端に狭くして，試料の$z$軸方向の厚みが約4 mmになるような同様の装置を用いて，$z$軸方向からの映画撮影をおこない，変形の様子を連続的に観察した。

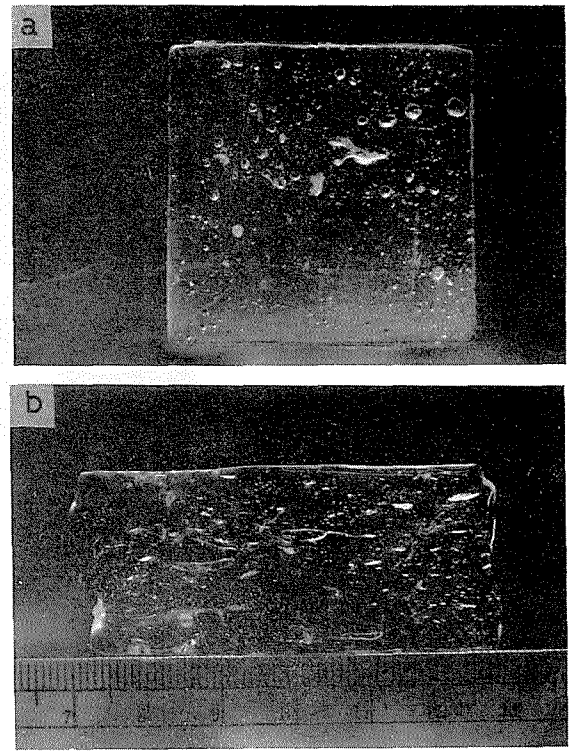
クリープ曲線の1例を第23図に示す。圧縮を開始してから歪が約1/2になったところで圧縮を止め，応力を緩和させた。さらに試料を装置から取りはずして，0℃のもとで約1日間




**第23図** 圧縮実験の応力・時間曲線

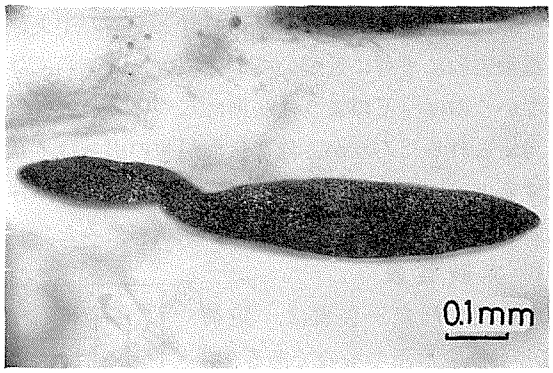
熱処理した。圧縮の前後における $z$ 軸方向から見た試料の写真を第24図に示す。

初めは殆んどの気泡が球形であるが，変形によって，$y$ 軸方向に伸長した気泡へと変化している。また，第24図ではっきりわからないが，伸長気泡に混在して，圧縮面に平行なクラックが入っている。その顕微鏡写真を第25図に示す。このクラックはほぼ楕円形をしており，その長径もまた $y$ 軸方向を向いている。試料を0°Cで熱処理すると，このクラックは伸長気泡へと変化する（第26図）。同様の現象は，引っぱり実験の時にも観察されている[42]。




**第24図**　氷の圧縮変形で生じる伸長気泡
a：変形前，　b：変形後

以上をまとめると，氷瀑下では，流動方向の強い圧縮応力のために表面に垂直な引っぱり歪が生じ，球形の気泡は引っぱり軸方向に伸長する。このことはKambや蓑島の得た結果と同様である。しかし，さらに氷瀑下のように圧縮応力が大きい所では，圧縮方向に垂直な面上に多数のクラックが生じ，それらが熱処理されると新たに伸長気泡を生じる。この場合も伸長方向は氷河表面にほぼ垂直である。このように，圧縮によって形成された伸長気泡の中には，従来の気泡が変形したものと，クラックから生じたものとの2種が混在している可能性がある。



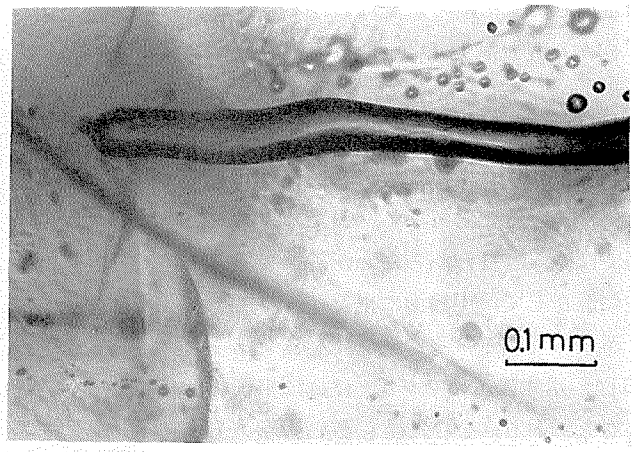

**第25図**　圧縮変形で生じたクラック。
圧縮軸はほぼ上下方向である

東南極，平頭氷河のように，顕著な氷瀑を持たず，従ってクラックを生じるような強い応力が作用したとは考えにくい氷河でも，その末端部には著しく伸長した気泡が見出された[28]。このような氷河で見られる伸長気泡には，クラックを起源とするものは無く，流動に伴なって球形気泡が変形しただけのものしか存在しないのかもしれない。

圧縮実験中に生じたクラックは圧縮軸に垂直な面上に配列していた。言い換えると，新らしく生じたクラック群によって，圧縮軸に垂直な面構造が形成されたということである。氷河

との対応でいうと，氷瀑下に，流動方向に垂直な面構造が形成されたことになる。

G2氷河の表面に見られた面構造の方位分布（第11図）を氷瀑下まで外挿してみると，ほぼ流動方向と垂直な方位を持つことになる。アメリカのワシントン州，ブルー氷河でも，面構造は，流動方向に垂直な方位を持って，氷瀑下で形成されたと考えられている[43]。このように圧縮実験で生じた面構造と，野外で観測された面構造とは，その方位関係では一致している。




**第26図** 圧縮後の熱処理で生じた伸長気泡。圧縮軸はほぼ上下方向である

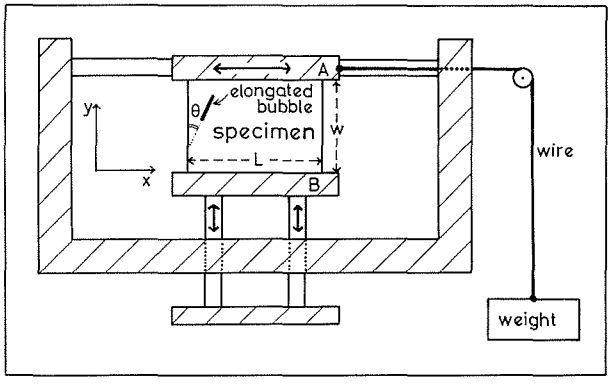
多くの氷河でしばしば見出される面構造というものが，どのようにして氷河の中に形成されるのかは未だはっきりしていない。面構造には多くの種類があるので，一般的に面構造が形成されるのはこの機構であると，1つに断定はできないかもしれない。しかし少なくとも，上記実験で示したような，強い圧縮応力のために圧縮軸に垂直な面上に配列するクラック群が，その1つの原因ではなかろうか。

### VII-2. 伸長気泡の回転

伸長気泡の方位は，上流域では下流側の中央部を向いていたが，下流にいくにつれて次第に流動方向に平行に近づいていっていた。流動に伴なって，このように伸長気泡の方位が変化していくのは，どのような法則に基づいているのだろうか。流動に従って単に変形しただけだと考えられるだろうか。球形気泡が氷の引っぱり軸方向に伸長するという前節の結果を拡大解釈すると，いったん伸長した気泡も，氷の変形に伴なって周囲の氷と同様に変形すると考えられる。そこで，このことを実験的に調べてみた。

#### i) 実験装置

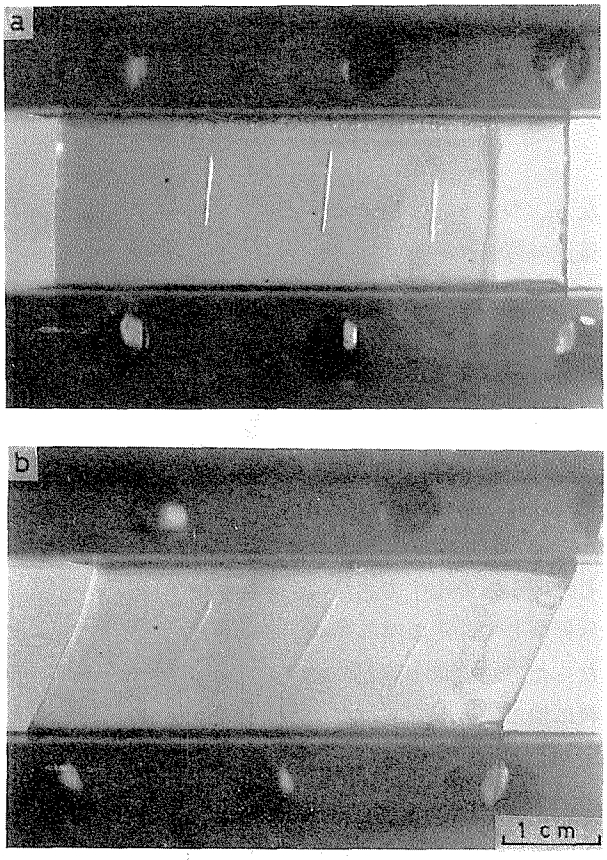
使用した変形装置は，定荷重，剪断変形用のものである（第27図）。試料台Aは$x$方向に，Bは$y$方向にそれぞれ自由に動くことができるようになっている（矢印の方向）。伸長気泡の方位変化が顕著に現われるようにするために，気泡の伸長方位と$y$軸とのなす角，$\theta$が0°近くになるように試料を切り出した。試料の大きさは，




**第27図** 剪断変形実験装置

$w$ が1cm～3cm, $L$ が4cm～5cm, 厚みが4mm～5mmである。

試料台A, Bに試料を凍着させたのち，試料台Aの一端にとりつけたワイヤーを通して荷重をかけ，試料台Aの $x$ 方向の変位を変位計で測定した。変形の途中で数回にわたって写真撮影をおこない，伸長気泡の方位変化を測定した。氷試料の歪量は，試料台Aの変位や，あらかじめ試料につけておいた印の変位などから求めた。



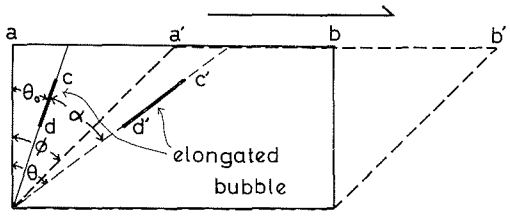

第28図　剪断変形の前後の写真。Aが変形前，Bが変形後である

実験に用いた試料は，北海道大雪ダムから採取した湖氷[44]と，東南極，平頭氷河の氷河氷[28]，およびアメリカのアラスカ州，マッコール氷河の氷河氷[45]の3種類である。

**ii)　単結晶試料による実験**

湖氷の中には，湖の表面に垂直な伸長気泡が見られる。そこで湖氷の中の氷結晶のうち，特にその結晶主軸方位が湖の表面と垂直になっている結晶を選んで試料を切り出した。そうすると，伸長気泡の方位と結晶主軸方位とが平行である試料が得られたことになる。

気泡の伸長方位と $y$ 軸とのなす角，$\theta$ がほぼ0°になるようにこの試料台に装置すると，試料の結晶底面は $y$ 軸と直交，言い換えると剪断面と平行になることになる。氷は，底面辷りによって容易に変形することができるので，結晶底面が剪断面と平行になるように置かれたこの試料は，底面辷りによって一様に変形することが予想される。




第29図　剪断変形の模型図。実線が変形前，破線が変形後を示している

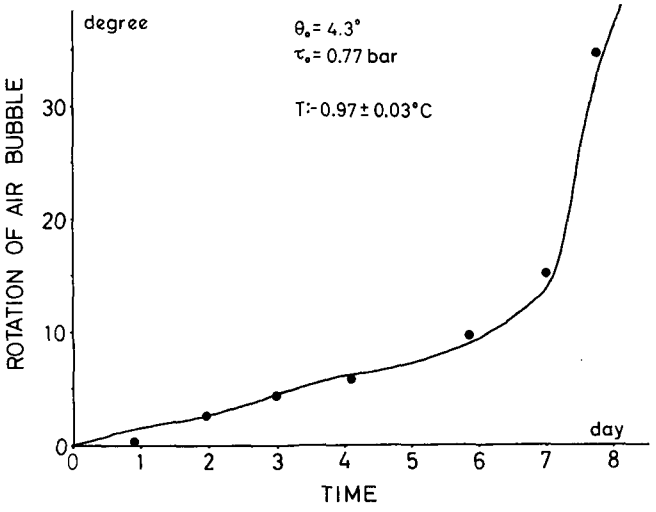
変形の前後の様子を第28図に示す。氷の変形に伴なって，中に含まれる伸長気泡も氷とともに一緒に変形すると考えてみよう。第29図には，変形前を実線で，変形後を破線で，それぞれ模型的に示してある。伸長気泡の方位変化を $\alpha$ とすると

$$\tan\alpha = \tan(\theta - \theta_0) \tag{15}$$

である。ここで $\theta_0$, $\theta$ はそれぞれ変形前，変形後における伸長気泡の方位で，$y$ 軸から時計回りに測ってある。(15) 式の右辺を $\theta$ の代わりに氷の剪断歪，$\tan\phi$ を用いて書き直すと

$$\tan\alpha = \frac{\tan\phi}{1+\tan\theta_0(\tan\theta_0+\tan\phi)} \tag{16}$$

となる。つまり，変形前の伸長気泡の方位がわかっていれば，氷の剪断歪量を用いて，伸長気泡方位の回転角が計算できる。




**第 30 図** 単結晶試料での伸長気泡の回転。黒丸が実測値，曲線は氷の変形から計算したものである

第 30 図に実線で示したのは，(16) 式を用いて氷の歪量から計算した伸長気泡の回転角である。実測値を黒丸で示した。実験の途中で試料は幾分昇華して，その厚みが薄くなった。定荷重実験なので試料に働らく剪断応力は次第に増加したことになる。図に記入した $\tau_0$ の値は，実験開始時の剪断応力を意味する。初めの伸長気泡の方位，$\theta_0$ と，実験中の温度，$T$ も同時に記入しておいた。

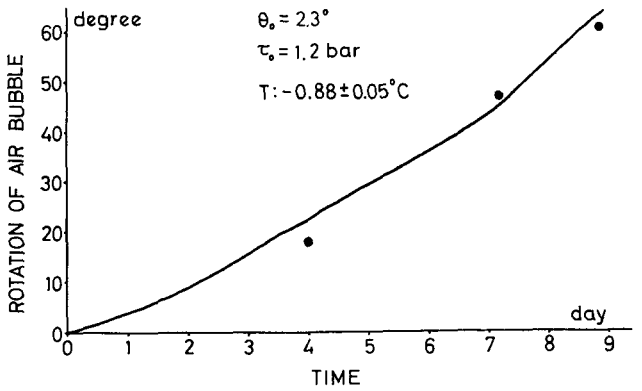
第 30 図を見ると (16) 式による計算値と実測値とが，高々数度以内で非常に良く一致している。従って初めに仮定したように，氷の変形につれて中に含まれている伸長気泡も氷とともに変形すると言える。

**iii) 氷河氷試料による実験**

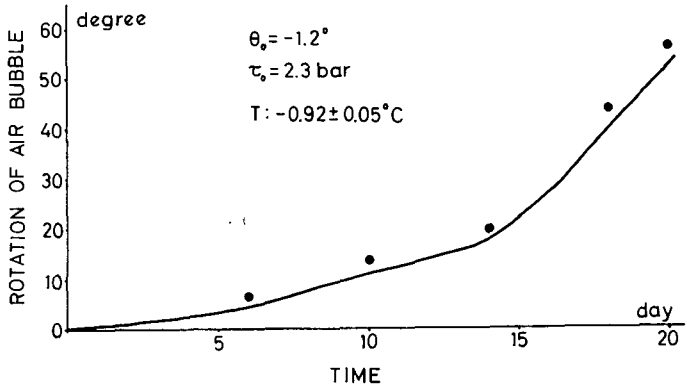
多結晶体である氷河氷は，底面辷りだけによって自由に変形することができない。隣接する結晶が互いに他の結晶の辷りを妨げるからである。そこで多結晶体の変形には，粒界辷り，再結晶などの複雑な組織の変化が伴なう[46]。

平頭氷河の氷試料の結晶主軸方位分布は 1 極大型であった。極大の方向は伸長気泡の方位と直交していた。つまり伸長気泡は，ほぼ結晶底面上に横たわっていることになる。この試料を，前と同様に伸長気泡方位がほぼ $y$ 軸に一致するように，さらに，結晶主軸方位の極大の方向が $x$ 軸と一致するように試料台に装置した。こうすると殆んどの結晶の底面は $x$ 軸と直交することになる。

こうしておいた試料に荷重をかけて剪断変形を起こさせた。前と同様に (16) 式を用いて氷の歪量から計算した伸長気泡の回転角を実線で，実測値を黒丸で示したのが第 31 図である。この場合も計算値と実測値とは数度以内で良く一致している。




**第31図** 平頭氷河試料での伸長気泡の回転。黒丸が実測値，曲線は氷の変形から計算したものである

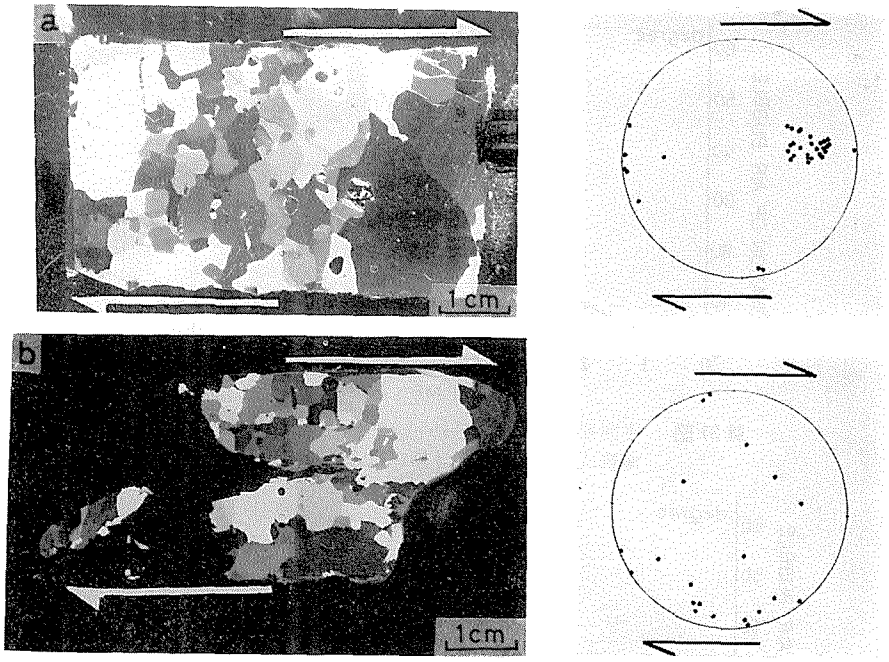



**第32図** マッコール氷河試料での伸長気泡の回転。黒丸が実測値，曲線は氷の変形から計算したものである

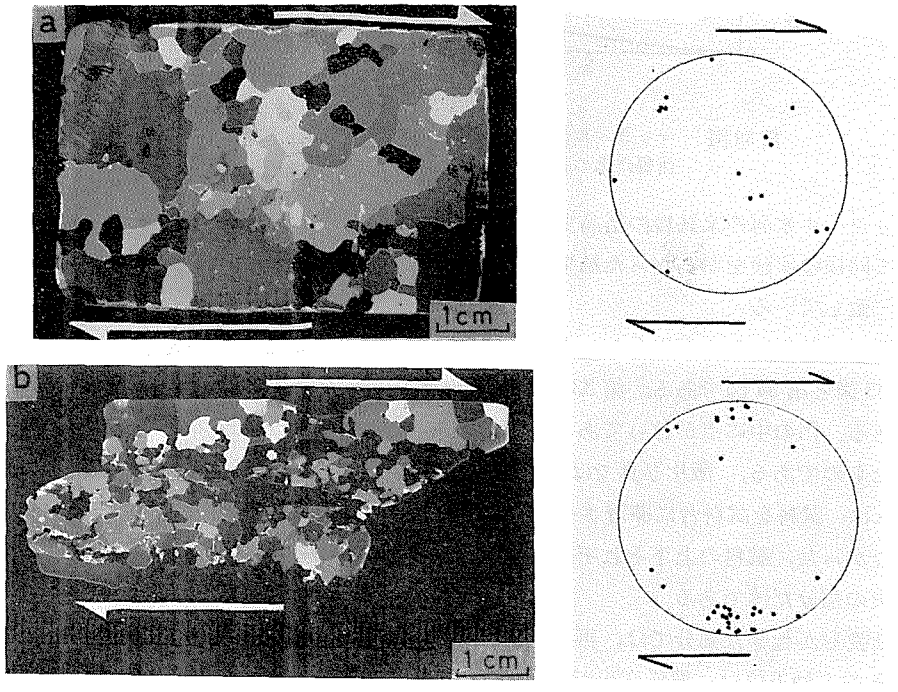
マッコール氷河の氷試料の結晶主軸方位は，比較的，無秩序な分布をしていた。この試料を用いて同様の実験をおこなった結果を第32図に示す。この場合も計算値と実測値とは非常に良く一致している。

氷河氷の試料に剪断変形をおこさせた時に，どのような組織変化が起きているかを調べたのが第33図と第34図である。第33図は平頭氷河の試料であり，第34図はマッコール氷河の試料である。円の中に点が打ってあるのは，各試料の結晶主軸方位分布をシュミットネットに投影したものである。薄片写真では，試料の $y$ 方向の幅，$w$ が変形中に縮んだように見えるが，これは，試料を試料台に凍着させる時に幾分融けたためである。変形中には，$w$ の変化は見られなかった。試料の上下それぞれ8 mm 程度は試料台と凍着しており，剪断変形が起きたのは中央の部分だけである。

剪断変形が起きた部分では，再結晶が起こり，氷結晶の粒径が小さくなっていることがわかる。その主軸方位は，剪断変形が起きることによって，$y$ 軸方向，つまり剪断面に直交するものが急激に増加している。言い換えると，剪断面と一致する結晶底面を持つ結晶が多数出現している。平頭氷河の試料（第33図）ではそれほど顕著ではないが，マッコール氷河の試料

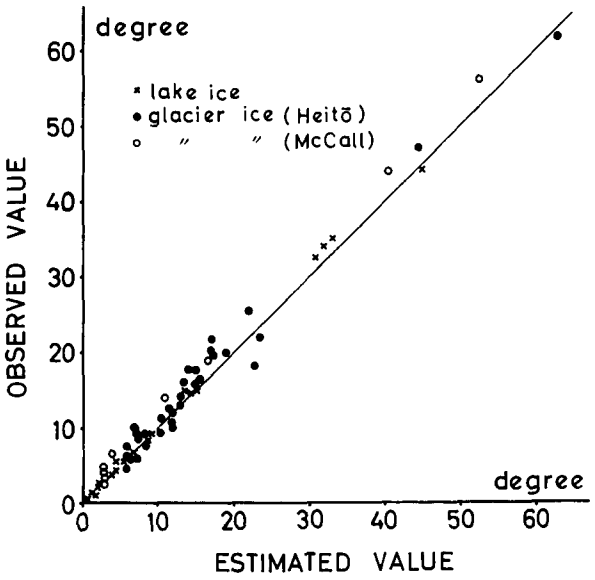



第 33 図　平頭氷河試料の組織変化。右の円は，氷試料の結晶主軸方位分布をシュミットネットに投影して示したものである
a：変形前，　b：変形後




第 34 図　マッコール氷河試料の組織変化。右の円は，氷試料の結晶主軸方位分布をシュミットネットに投影して示したものである
a：変形前，　b：変形後

(第34図) では，この変化は著しい。剪断面と結晶底面とが一致するという関係は，ii) の単結晶の場合と同様で，底面辷りによる変形が非常に起こり易いということである。だからこそ，多結晶体である氷河氷の場合でも，(16) 式を用いて計算した伸長気泡の回転角と，実測した回転角とがよく一致したと思われる (第31図，第32図)。




**第35図**　伸長気泡回転角の実測値と計算値との比較

伸長気泡方位の回転角に関するすべての計算値と実測値とを比較して示したのが第35図である。試料によって，単結晶試料の場合は×印，平頭氷河の試料は黒丸印，マッコール氷河の試料は白丸印と，区別して示してある。直線は，実測値と計算値とが全く等しいことを示している。この直線からのずれが最も少ないのは単結晶試料の場合であるが，氷河氷試料の場合でも，5度以内でこの直線と一致している。

つまり，伸長気泡の回転角は，(16) 式を用いて氷の歪量から計算で求めることができるということである。このことは逆に，(16) 式において，$\alpha$ と $\theta_0$ とを与えれば，$\tan\phi$ を求めることができるとも言える。言い換えると，気泡の伸長方位とその回転角がわかれば，氷の歪量を求めることができることになる。

## VIII.　伸長気泡と氷河流動

### VIII-1.　伸長気泡の方位分布

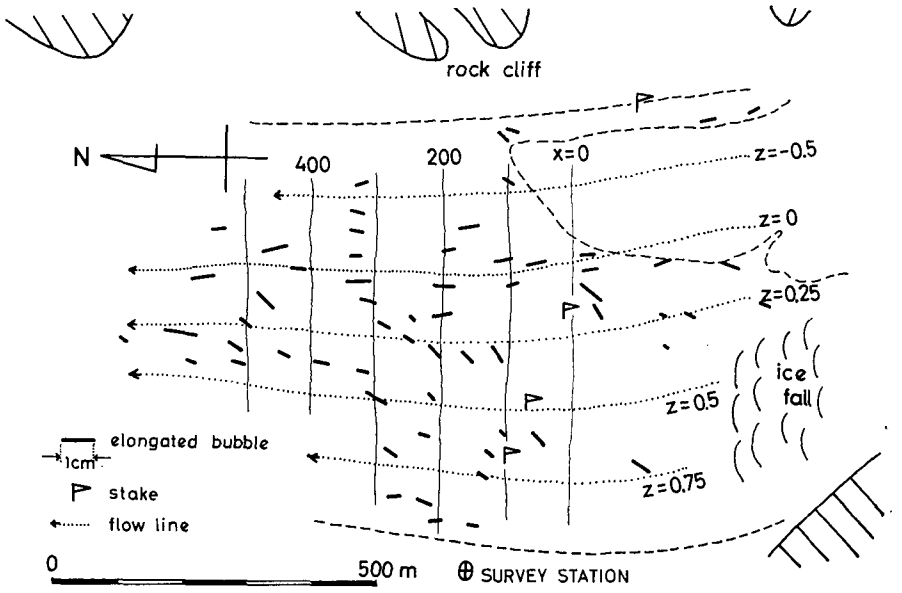
第12図に示した氷河表面の気泡分布のうち，伸長気泡が見られた領域だけを示したのが第36図である。ここで，気泡伸長方位が氷河両岸とほぼ平行になっている地点を結んでこれを $x$ 軸とする (第36図の $z=0$ の点線)。$x$ 軸上の適当な点を選んで原点とし，その点から下流側への距離 (m) をそのまま $x$ 座標とする。次に，氷河表面と垂直に下方を正として $y$ 座標とする。$x$, $y$ 軸に対して右手系になるように，ほぼ氷河を横断する方向を $z'$ 軸 (m) ととることにする。$x$ 軸から氷河の岸までが丁度1になるように $z'$ 座標を規格化して $z$ 座標とする。$z$, $z'$ 軸ともに，左岸側が正，右岸側が負の値を持つことになる。

G 2 氷河の正確な流線はわからないが，その外形が非常に単純なので，氷河の幅の等分点を上流側から下流側へと結んで，これを流線であると仮定しよう。つまり $z=k$ (ここで $k$ は $-1\leqq k\leqq 1$ の任意の実数) の線を流線だとするのである (第36図の点線)。

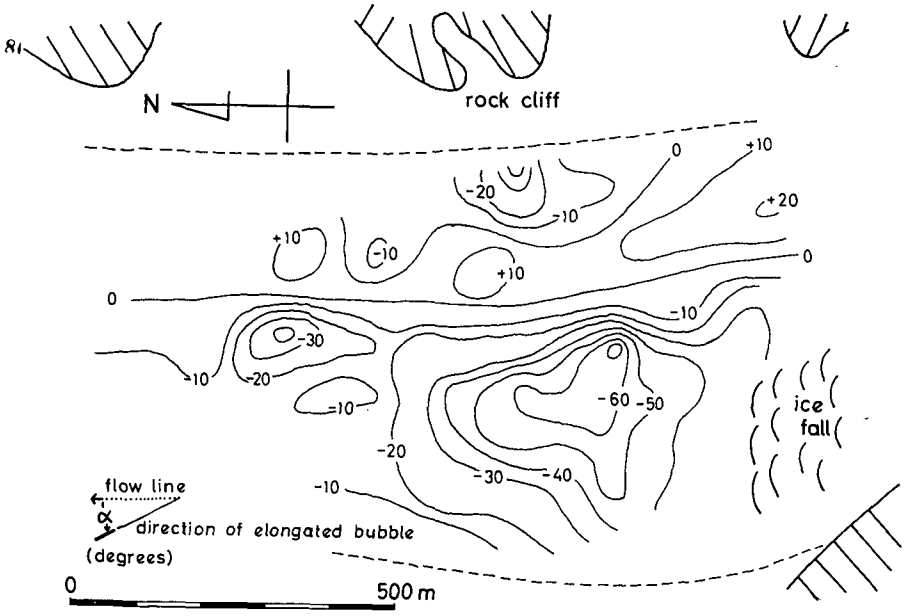
第36図 (あるいは第12図) に示した伸長気泡の方位分布を等高線で示したのが第37図で

ある。方位は，流線方向からの角度を反時計式回転を正として測ってある。従って，$x$ 軸は 0° の等高線と一致している。

伸長気泡方位が流線方向となす角は，左岸側では氷瀑直下から 200 m 程の間で次第に増加している。この変化は，氷瀑による流線方向への強い圧縮応力のためだろう。そこからは，下流にいくにつれて次第に減少して行き，最も下流側では伸長気泡方位と流線方向とはほぼ平行




**第 36 図**　伸長気泡と氷河上の座標。流線を点線のように仮定する




**第 37 図**　伸長気泡の方位分布図

になっている。この現象は，側壁からの剪断応力のために生じたものと考えることができる。最下流部で再び小さな峰が現われている。**VI-6** 節で述べたように，丁度この付近が活動末端となっているため，基盤の影響が現われているのだろう。右岸側でも，上流から下流にいくにつれて，伸長気泡方位が次第に流線と平行に近づく傾向は見られるが顕著ではない。東側から突き出ている岩盤付近では，逆に伸長気泡方位と流線との交角が下流にいくにつれて増加している。第3図でもわかるように，この場所では，右岸側からの岩尾根が氷河の中にもぐり込んでいる。従って，この場所では，上に仮定したような単純な流線とはなっておらず，岩尾根をまわり込むように氷河が流れているのではなかろうか。

## VIII-2. 歪　分　布

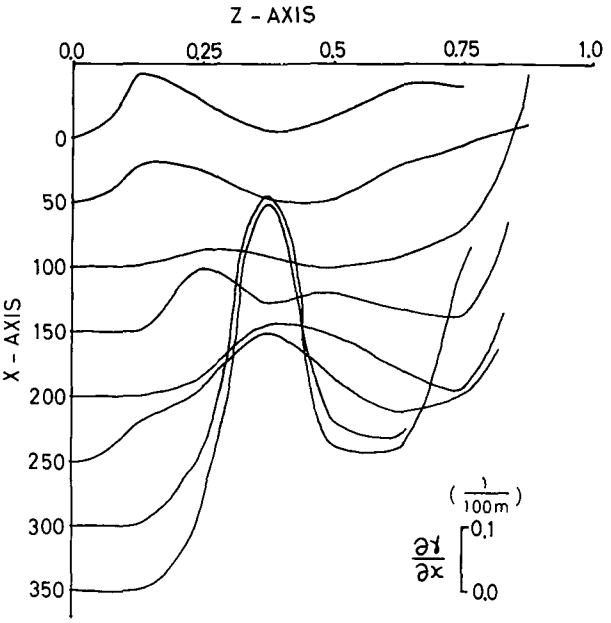
前節で述べたように，側壁からの剪断応力のために伸長気泡方位が変化したと見られる領域が，G 2 氷河の左岸側に見られる。この領域では，**VII-2** 節で述べたように，伸長気泡方位の変化から氷の歪を求めることができる。

伸長気泡の方位と流線とのなす角を $\alpha$ として

$$\gamma = \tan\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \tag{17}$$

とすると，$\Delta x$ だけ流れる間での歪量を $\frac{\partial \gamma}{\partial x}\Delta x$ と書くことができる。伸長気泡の方位分布図から求めた $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$ の分布図を第38図に示す。$z=0$ が氷河のほぼ中央付近，$z=1$ が氷河の左岸側が側壁と接する場所に対応している。

図によれば，側壁の近くでは $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$ が急激に大きく立ち上がっており，そこでの剪断歪が非常に大きいことを示している。もう1つの山が $x=0$ m, $z=0.125$ 付近に見られる。この山は，下流にいくにつれて左岸側壁側にその位置がずれていく。これは，上流側では氷河の中央付近に歪の大きい領域があり，下流にいくにつれてその領域が左岸側に偏っていくということである。このことは，$x=0$ m よりも上流側の氷河表面傾斜の違いのためだと説明することができよう。そこでは，右岸側の方が左岸側よりも傾斜が急であり，表面流速に多少の差ができてもおかしくない。傾斜の異なる領域の境は，ほぼ $z=0.125$ 付近である。下流にいくにつれてこの傾




**第38図**　歪　分　布

$\frac{\partial \gamma}{\partial x}$ の値は，結点を $x$ 軸に関してずらしながら示してある

斜の違いは殆んど無くなり，従って氷河全体が均一に流動するようになっていくと思われる。最下流部の $x=300$ m 付近よりも下流側には，極端に大きな歪が見られる。活動末端付近に現われる基盤の影響がこの付近まで及んでいるのだろう。

### VIII-3. 流 動 分 布

前節で定義した $\gamma$ に関して，流体力学の基本公式を適用すると

$$\frac{D\gamma}{Dt}=\frac{\partial\gamma}{\partial t}+\boldsymbol{v}\,\mathrm{grad}\,\gamma \tag{18}$$

が得られる。$\frac{D}{Dt}$ はラグランジェ微分を示し，$\boldsymbol{v}$ は氷河の流速である。いま，氷河の流線に沿って $x$ 軸を定めたのであるから，$\boldsymbol{v}$ としてはその $x$ 成分，$v$ だけを考慮すれば良く，(18) 式は

$$\frac{D\gamma}{Dt}=\frac{\partial\gamma}{\partial t}+v\frac{\partial\gamma}{\partial x} \tag{19}$$

となる。いま氷の変形が側壁のための剪断変形だと考えられる領域に着目する。この領域では $x$, $z'$ (または $z$) 座標はほぼ直交座標系と見做せるので

$$\frac{D\gamma}{Dt}\fallingdotseq\frac{\partial v}{\partial z'} \tag{20}$$

という関係式が成立する。(19) 式と (20) 式とを組み合わせて，さらに G 2 氷河が定常状態だと仮定すると

$$\frac{\partial v}{\partial z'}=v\frac{\partial\gamma}{\partial x'} \tag{21}$$

となる。これを積分して

$$\int\frac{\partial\gamma}{\partial x}\,dz'=\ln\frac{v}{v_0} \tag{22}$$

を得ることができる。$v_0$ は積分定数である。

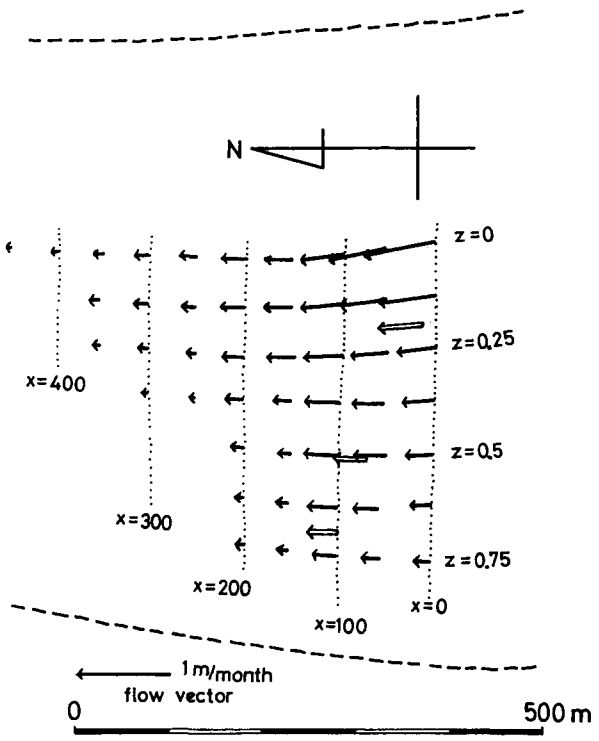
(22) 式によれば，$\frac{\partial\gamma}{\partial x}$ を $z'$ について積分することによって，$v$ を求めることができる。但し，積分定数，$v_0$ を決定するために境界条件を与える必要がある。

第 39 図には，実測した流速を白矢印で示してある。I 3 の実測値を境界条件として，$x=0$ m の線上の流速分布を求めた。結果を黒い矢印で示してある。同様に，I 1 の実測値を境界条件として $x=100$ m の線上の流速分布を求めた。これも黒矢印で示してある。

このようにして求めた流動量のうち，$x=0$ m，$z=0.5$ での値と $x=100$ m，$z=0.5$ での値とを内挿して，I 2 地点での流動量を推定してみると，32 cm/月となる。これに対して I 2 地点で実際に測定した流動量は 38 cm/月であるから，ほぼ一致していると言える。

$x=0$ m や $x=100$ m の線上以外では，境界条件がわからないので，上記の方法で流速を決定することができない。そこで $z=0$ の流線上では，下流にいくにつれて流速が指数函数的に減少すると仮定しよう。このようにして，$z=0$ の流線上各場所での流速を定めると，活動末端付近の流速がほぼ 0 となり，まず，妥当な仮定と言えよう。これらの値を境界条件にすると殆んど全域に亘って流速を求めることができる。結果は第 39 図に，やはり黒矢印で示してある。

Allen 他[43]は，アメリカ，ワシントン州，ブルー氷河表面の面構造の伏角が下流にいくにつれて，流動に伴なって単に変形するだけではないかと推論している。東南極，平頭氷河においても，面構造の方位変化が，流動によって変形を受けたためではないかと考えられる面構造パターンが見られた[47]。




**第39図** 流動分布。白矢印が実測値，黒矢印が計算値である

今迄述べてきたように，伸長気泡は，氷河の流動に伴なって単に変形したものだと結論される。ところが，第21図に示したように，伸長気泡は，下流部のごく一部を除くと殆んどすべての氷河表面で面構造のうえに横たわっていた。ということは，面構造も，氷河の流動に伴なって単に変形するだけではないかと考えられる。そこで，次に面構造方位変化と第39図に示した流動場との関係を見てみよう。

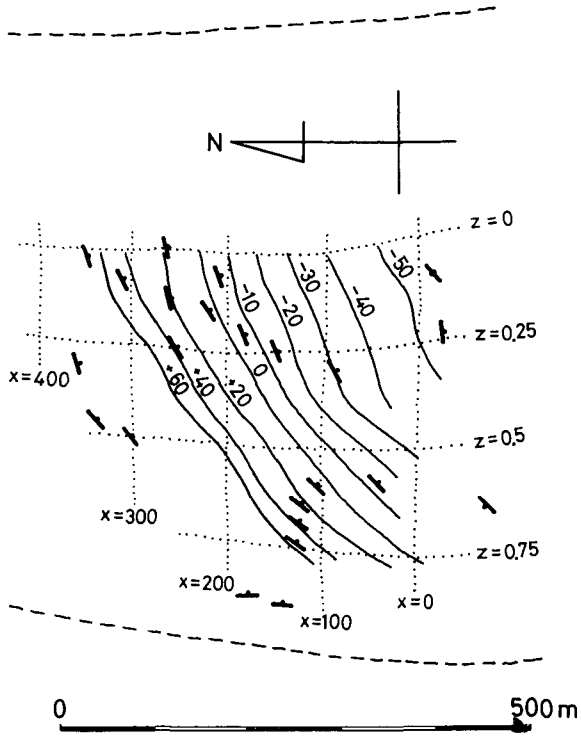
第40図に太い線分で示したのは，G2氷河で観測された気泡面構造である。「0」と印をつけた曲線は，実測値を内挿して面構造の観測値と矛盾しないように描いたものである。いま描いた曲線が，第39図の黒矢印で示した流動場の中でどのように変形するかを調べてみた。流動場が定常的であるとして，20年後～60年後を予想したものが，それぞれ＋20，＋40，＋60と印してある曲線である。逆に過去を復元したものにはマイナスの符号がついている。たとえば，－50と印してある曲線は，「0」という曲線の50年以前の姿である。これらの曲線は，面構造方位の実測とほぼ一致していると言えよう。

このことから，実験的に確かめられてはいないが，面構造も，伸長気泡と同様に，氷河流動に伴なって単に変形するだけだと言えよう。そうすると，伸長気泡の場合と全く同様に，面構造の方位変化から氷河流動を求めることが可能となる。伸長気泡の方位変化から氷河流動を導びく上述の手法をC型氷河に適用する場合には，表面を幾分掘って，伸長気泡の方位を測定しなければならない。日射の影響で，表面には球形しか存在しないからである。しかし，面構造はC型氷河の場合でも表面に保存されているので，面構造の方位変化から氷河流動を求める方が容易である。しかし，現場で各構造要素の方位を測定する時に，面構造の方位を測定するよりも伸長気泡のような線構造の方位を測定する方が精度が高い。この意味では伸長気泡の方位変化を用いる方が良いことになる。ともあれ，伸長気泡や面構造という氷河の構造要素から，

氷河の流動を導びくことができる。

この手法は，単に氷河表面のみならず，氷河の内部流動を求めることに応用することもできよう。上流側と下流側，最低2カ所でのボーリングコアーの氷の構造要素の方位変化を調べ，表面流動量を境界条件とすれば良いのである。

今迄述べてきた際，氷河の流動場を求めるのに，氷河はすべて定常的だと仮定してきた。そこで，この方法を応用して流動場を求めるとともに，実際に流動場を測定すれば，両方の値を比較することによって，定常状態からのずれを議論することも可能になってこよう。




**第40図** 気泡面構造とその変化。太い線分（↓，↑）が実測値。数字のついた曲線は，たとえば＋20は20年後，－20は20年前の面構造を意味する

## IX. 結　　語

ネパール・ヒマラヤ，ムクトヒマール，ヒドン・バレーのD型氷河であるG2氷河の構造調査を1974年のモンスーン期におこなった。その結果，氷河末端付近を除く表面堆積物下の氷河表面上に伸長気泡が広く分布しているのを見出した。このような広範囲に分布する伸長気泡は，従来ほとんど報告されたことが無い。これに反して，同じく堆積物に覆われた氷河表面でも，末端付近では球形気泡しか見られなかった。堆積物に覆われていない裸氷帯でも球形気泡しか見出されなかった。

裸氷帯に球形気泡しか無いということを，強い日射のために伸長気泡が簡単に球形化するためだと考え，それを実験的に確かめた。このことと，他の構造調査の結果から，堆積物に覆われた領域と裸氷帯とは構造的に連続していると結論できる。

末端部の球形気泡は，長期間の応力解放によって伸長気泡が球形化したものだと考えた。このことを実験的に確かめるとともに，伸長気泡の球形化速度を求めた。さらに，この変化が伸長気泡の中央部と端との曲率の差で起きることを示し，伸長気泡の球形化速度が気泡によって異なる現象を説明した。これらのことから，球形気泡しか見られない末端領域は，100年以上昔に形成されたデッドアイスだと推定し，伸長気泡領域との境を活動末端だと考えた。表面堆積物の粒度分布を氷河流動と結びつけて議論した結果から推定した活動末端の位置と，気泡から推定した活動末端の位置とは一致した。また，流動測定の結果や気泡面構造の分布とも矛盾しない。

伸長気泡の形成に関する実験では，球形気泡が単に変形されて生じるものと，氷の中に生じるクラックを起源とする伸長気泡とが存在することを見出した。さらにいったん伸長した気泡は，氷の変形に伴なって氷と同様に変形することを実験的に調べた。

そこで，伸長気泡の分布状態から氷の歪を求めることを試み，G2氷河の歪分布を求めた。さらに，歪分布から流動分布を求めることができることを示し，実際に，実測とほぼ一致するG2氷河の流動分布を得ることができた。

## 謝　辞

本研究の野外調査は，ネパール・ヒマラヤ氷河学術調査隊に参加した際，おこなったものである。代表研究者，名古屋大学水圏科学研究所，樋口敬二教授ほか，調査隊の皆様，ネパール政府当局，および現地の多くの方々に多大なる御援助を賜わった。なかでも現地で行動をともにした，国立極地研究所の藤井理行，ネパール気象局の M. L. Shrestha, Ang Dawa Sherpa, Kusang Sherpa の諸氏には大変お世話になった。変形実験装置は，北海道大学工学部，東研究室のものと，北海道大学低温科学研究所，成田英器氏のものを使用させて戴いた。実験試料の一部は，北海道大学低温科学研究所，若浜五郎教授，同じく小野延雄博士に提供して戴いたものである。北海道大学低温科学研究所，黒岩大助教授，鈴木義男博士，応用物理学部門の皆さまからは，種々の有益な御助言を戴いた。若浜五郎教授からは，本研究に関して終始かわらぬ御援助を賜わったのみならず，本論文すべてに対する御検討を戴き，多くの有益な御助言を戴いた。以上述べたすべての方々に対して，ここに記して深く感謝する。

## 文　献

1) Sharp, R. P. 1960 Glaciers. University of Oregon Press, Eugene, Oregon, U. S. A., 78 p.p.
2) Shumskii, P. A. 1964 Principles of Structural Glaciology. English Translation by D. Kraus, Dover, N. Y., U. S. A., 497 p.p.
3) Paterson, W. S. B. 1969 The Physics of Glaciers. Pergamon Press, 250 p.p.
4) Meier, M. F., Kamb, W. B., Allen, C. R. and Sharp, R. P. 1974 Flow of Blue Glacier, Olympic Mountains, Washington, U. S. A., *J. Glaciol.*, **13**, 68, 187–212.
5) Nye, J. F. 1952 The Mechanics of Glacier Flow. *J. Glaciol.* **2**, 12, 82–93.
6) 森林成生 1974 ネパール・ヒマラヤの氷河について —その特性と最近の変動—. 雪氷, **36**, 11–21.
7) 比較氷河研究会 1973 ヒマラヤ山脈，特にネパール・ヒマラヤの氷河研究における諸問題. 日本雪氷学会，氷河情報センター，100 p.p.
8) Hargen, T. 1968 Report on the Geological Survey of Nepal. **2**, (Geology of Thakkhola), Drück von Gebrüder Fretz AG, Zürich.
9) Hashimoto, S., Ohta, Y. and Akibe, C. 1973 Geology of the Nepal Himalayas. Saikon Publishing Co. Ltd. Tokyo.
10) 山田知充 1970 ネパールの気候に関する覚え書き. 山岳, 65年, 188–198.
11) Shrestha, M. L., Fujii, Y. and Nakawo, M. 1976 Climate of Hidden Valley, Mukut Himal during the Monsoon in 1974. Seppyo, **38**, Special Issue, 105–108.
12) 岩田修二・藤井理行・樋口敬二 1976 ネパールヒマラヤの構造土. 地学雑誌, **85**, 3. 21–39.
13) 京都大学学士山岳会 1973 ヤルンカン. 朝日新聞社, 166 p.p.
14) Nakawo, M., Fujii, Y. and Shrestha, M. L. 1976 Flow of Glaciers in Hidden Valley, Mukut Himal. *Seppyo*, **38**, Special Issue, 39–43.

15) 上杉 陽 1971 ふるいを用いた粒度分析方法の吟味 —風成・海成の環境区分のために—. 地理学評論, **44**, 22, 839-857.
16) Harding, J. P. 1949 The use of Probability Paper for the Graphical Analysis of Polymodal Frequency Distributions. *J. Marine Biological Association*, **28**, 1, 141-153.
17) 井口正男・目崎茂和 1974 沖積河川における河床砂れきの粒度組成について (I). 東京教育大学, 地理学研究報告, XVIII, 25-38.
18) 井口正男・目崎茂和 1974 沖積河川における河床砂れきの粒度組成について (II). 地理学評論, **47**-9, 545-556.
19) 黒岩大助 1970 ノルウェーの Nigardsbreen より放出された氷河砂とシルトの表面構造と鉱物成分について. 低温科学, 物理篇, **28**, 97-104.
20) Nakawo, M., Fujii, Y. and Shrestha, M. L. 1976 Water Discharge of Rikha Samba Kkola in Hidden Valley, Mukut Himal. *Seppyo*, **38**, Special Issue, 39-43.
21) Margalis, S. V. and Kennett, J. P. 1971 Cenozoic Paleoglacial History of Antarctica Recorded in Subantarctica Deep-Sea Cores. *American J. Science*, **271**, 1-36.
22) Buller, A. T. and McManus, J. 1973 The Quartile-Deviation/Median-Diameter Relationships of Glacial Deposits. Sedimentary Geology, **10**, 135-146.
23) Fujii, Y., Nakawo, M. and Shrestha, M. L. 1976 Mass Balance Studies of the Glaciers in Hidden Valley, Mukut Himal. *Seppyo*, **38**, Special Issue, 17-21.
24) Fujii, Y. 1977 Field Experiment on Glacier Ablation under a Layer of Debris Cover, *Seppyo*, *to be* published.
25) Untersteiner, N. 1954 Some Observations on the Banding of Glacier Ice. *J. Glaciol.*, **2**, 16, 502-506.
26) Rutter, N. W. 1965 Foliation Pattern of Gulkana Glacier, Alaska Range, Alaska. *J. Glaciol.*, **5**, 41, 711-718.
27) Kizaki, K. 1969 Ice Fabric Study of the Mawson Region, East Antarctica. *J. Glaciol.*, **8**, 53, 253-276.
28) 中尾正義・田中碩二 1974 東南極, 平頭氷河のボーリングコアーの結晶主軸方位分布について. 極地氷床氷の物理的化学的研究, 黒岩大助編, 昭和48年度文部省科学研究費総合研究 (A) 報告書, 109-113.
29) Tanaka, H. 1972 On Preferred Orientation of Glacier and Experimentally Deformed Ice. *J. Geol. Soc. Japan*, **78**, 12, 659-675.
30) Müller, F. 1968 Mittelfristige Schwankungen der Oberflächengeschwindingkeit des Khumbugletshers am Mount Everest. *Schweizerische Bauzeitung*, **86**, 31, 569-573.
31) GEN Data Report 1974 Glaciological Expedition to Nepal 1973 (Glaciology). Data Center for Glacier Researches. *Japanese Soc. Snow and Ice*, Nagoya.
32) 森林成生・樋口敬二 1972 雪渓における融雪制御実験. 昭和47年度 日本雪氷学会秋期大会 (長岡) 予稿集, 57.
33) Small, R. J. and Clark, M. J. 1974 The Medial Moraines of the Lower Glaciers de Tsidjiore Nouve, Valais, Switzerland. *J. Glaciol.*, **13**, 68, 255-263.
34) Kuroiwa, D. 1961 A Study of Ice Sintering. *Tellus*, **13**, 2, 252-259.
35) 黒岩大助 1974 雪の変態と焼結. 表面, **12**, 1, 47-56.
36) 黒岩大助 1976 雪の結晶の変態と氷の焼結. 鉄と鋼, **62**, 7, 916-925.
37) Kuczynski, G. C. 1949 Self-Diffusion in Sintering of Metallic Particles. *J. Metals*, **1**, 169-178.
38) Nakawo, M. 1976 Bubble Pattern of a Glacier near Tukche Peak in Hidden Valley, Mukut Himal. *Sepppyo* **38**, Spcial Issue, 44-49.
39) Kamb, B. 1972 Experimental Recrystallization of Ice under Stress. Flow and Fracture of Rocks, American Geophysical Washington D. C. Union, 221-241.
40) 蓑島和良 1975 塑性変形による氷結晶中の気泡の挙動. 北海道大学工学部応用物理学科卒業研究.

41) Glen, J. W. 1956 Measurement of the Deformation of Ice in a Tunnel at the Foot of an Ice Fall. *J. Glaciol.*, **2**, 20, 735–746.
42) Muguruma, J., Mae, S. and Higashi, A. 1966 Void Formation by Non-basal Glide in Ice Single Crystals. *Phil. Mag.*, **13**, 123, 625–629.
43) Allen, C. R., Kamb, W. B., Meier, M. F. and Sharp, R. P. 1960 Structure of the Lower Blue Glacier, Washington. *J. Geol.*, **68**, 6, 601–625.
44) 小野延雄 1976 大雪ダムの結氷調査. 低温科学, 物理篇, **34**, 173–179.
45) 中尾正義・若浜五郎 1974 アラスカ州, マッコール氷河中流域のボーリングコアー解析. 極地氷床氷の物理的化学的研究, 黒岩大助編, 昭和48年度文部省科学研究費総合研究 (A) 報告書, 121–125.
46) 若浜五郎 1964 氷の塑性変形について V (多結晶氷の塑性変形). 低温科学, 物理篇, **22**, 1–14.
47) 中尾正義 (未発表).

## Summary

Valley glaciers have often been classified into two types; namely, if debris do not cover their ablation areas, they are C-Type; otherwise they are D-Type. The latter is noticeable in Nepal Himalayan Glaciers; e. g., G 2 glacier in Hidden Valley, Mukut Himal, is one of the typical D-Type glacires (Fig. 3). Glaciological investigations were carried out at the lower half of this glacier during the monsoon season in 1974, aiming at observing supraglacial debris and the structure of glacier ice under them.

The glacier has an area of about 2 km$^2$ (about 500 m wide, 4 km long) and flows northward from a pass between Tukche Peak and Dambush Pass (Fig. 1). There exists a boundary between a debris-covered part and a debris-free part near the ice falls at the midstream (Fig. 5).

The contour map of debris thickness of the glacier is shown in Fig. 4. It shows that the thickness of debris is larger near the terminus and near the margin than in the medial area of the glacier. Measured surface velocities are also shown by arrows in Fig. 4. Figure 6 shows the results of particle size distributions of the supraglacial debris samples taken at the places designated by the same notations as in Fig. 4. The decrease of median diameter in the distributions is found down-glacier. The distributions could be separated into three normal distributions A, B and C as shown by straight lines in Fig. 7. The mean values, standard deviations and mixing ratios of the three normal distributions, A, B and C, are tabulated in Table 2 for each sample. The mixing ratio of distribution C increases progressively down-glacier. This is considered to constitute a reason for the down-glacier decrease of particle size.

By comparing the size of particles, it may be said that the particles of distribution C originate in the particles contained in glacier ice. Then the continuity equation of debris mass (Eq. 4) can be introduced so that the flow velocity could be estimated. Obtained results agree with the measured flow velocity of the glacier. The active terminus of the glacier was also estimated as located near a 5220 m contour line in Fig. 4.

Foliation was found not only on the surface of the debris-free part but also on the surface of the debris-covered ice of the glacier. Folia were identified by the difference of air bubble contents. The bubble foliation pattern is one of the nested arcs convex downglacier (Fig. 11). Some folia found on the bare ice surface could traced in continuation to the ice surface under debris.

Air bubbles contained both in the exposed ice and in the debriscovered ice near the terminus were spherical though the former were larger than the latter, 2～3 mm and about 0.7

mm respectively in diameter. But air bubbles found in the debris-covered ice except near the terminus were strongly elongated. The distribution of air bubbles is shown in Fig. 12. The horizontal direction of bubble elongation seems to point toward the medial line down-glacier. The up-glacier dip of the direction of bubble elongation along a medial strip of the glacier decreases progressively down-glacier from around 80° near a 5300 m contour line to around 10° near a 5200 m contour line. These aspects show that the direction of elongated bubbles does not seem to coincide with the flow direction.

An ice block which contained elongated bubble was exposed to strong radiation (Fig. 13). In about 6 hours, elongated bubbles became spherical (Fig. 14). It is explained, therefore, that spherical bubbles found in the bare ice surface must have been made round by strong solar radiation because of the absence of debris which protected it. Therefore, the debris-free ice and debris-covered ice could be considered to be uniformly connected as is suggested from the continued folia crossing the boundary, though the shapes of bubbles in them are different.

No elongated bubble was found on the ice surface near the terminus of the glacier though it was covered with thick debris. Then, the shape change of elongated bubbles under isothermal annealing without stress was investigated. In this experiment conducted for 2 months at 0°C, shortening of the long axis of a elongated bubble took place (Figs. 16 and 17), during which the volume of bubbles did not change (Fig. 18). But no shape change was found in the experiment at $-1$°C and $-6$°C for about 4 months.

This shape change must be due to the difference of curvatures between near the end and the center of an elongated bubble. As for mass transfer mechanism, one might consider viscous flow of a water layer, evaporation-condensation, volume diffusion or surface diffusion. A theoretical estimation of long-axis shortening of an elongated bubble was made as to each of the mechanism under an assumption that a bubble had a simple shape as shown in Fig. 19. Then it was explained that the mechanism of viscous flow of a water layer is most feasible in the shape change of an elongated bubble (solid line in Fig. 20).

It is considered that the so-called dead ice constitutes the terminal part of the glacier where glacier ice contains only spherical bubbles, since elongated bubbles would become spherical under a stress-free condition.

The active terminus of the glacier was, therefore, considered to locate near a 5220 m contour line (Fig. 12). This location agreed well with that estimated by the results of debris analyses. Extrapolation of Eq. (14) led to a likelihood that the dead ice had become stagnant at least 100 years before present.

Glacier ice which contained only spherical bubbles was compressed bi-axially (Fig. 22), whereby two kinds of elongated bubbles were found. Spherical bubbles were elongated to the direction normal to $\overline{xz}$ plane which corresponded to the glacier surface (Fig. 24). Meanwhile, many cracks appeared lying on planes normal to the axis of compression and the orientation of their long axis also agreed with the $y$-axis (Fig. 25). These cracks changed to elongated bubbles several hours after annealing at 0°C (Fig. 26).

It is explained, therefore, that strong compression by the ice falls formed elongated bubbles, of which orientations were normal to the glacier surface at the foot of the ice falls of G 2 glacier (Fig. 12).

Rotation of elongated direction of bubbles was investigated by simple shear experiments (Figs. 27 and 28). The measured rotation angle of an elongated bubble and its estimated

rotation angle obtained from shear strain of deformed ice are shown in Figs. 30, 31 and 32 as a solid circle and a solid line respectively. Estimated values agree very well with measured values (Fig. 35). This means that the rotation angle of elongated bubbles could be estimated from the strain of ice deformation. In other words, ice deformation can be obtained from the change of orientation of elongated bubbles.

Figure 36 shows the distribution of elongated bubbles and the coordinate axes taken in G 2 glacier. Since $\gamma$ is defined as Eq. (17), ice deformation during flow is represented by $\frac{\partial \gamma}{\partial x} \Delta x$. As mentioned above, $\gamma$ could be estimated from the rotation angle of orientation of elongated bubbles under the assumption of steady flow. Distribution of surface strain so obtained is shown in Fig. 38. It is assumed that the horizontal rotation of orientation of elongated bubbles is due only to shear stress resulting from a marginal cliff along the glacier. Then, by integrating the surface strain, flow velocity was obtained using Eq. (22) for a given integration constant.

White arrows in Fig. 39 show the measured flow velocities. Flow velocities at I 1 and I 3 were used as integration constants and the flow velocity at I 2 was estimated by the use of Eq. (22). The obtained value at I 2 was 32 cm/month. Since the measured flow velocity at I 2 was 38 cm/month, this estimated value is said to agree with the real one. Therefore, this method gives a resonable velocity fleld from such a structure element as orientation of elongated bubbles. Estimated flow vectors are shown by black arrows in Fig. 39. This velocity field is consistent with the distribution of bubble foliation, from which, it is implied, the velocity field is obtainable in the same way as is obtained from the distribution of elongated bubbles.